Nº d'ordre
784

THÈSE

présentée

A l'U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard HEUSCH

*

ÉTUDE DU MÉCANISME DE LA RÉACTION ^{12}C (h,p) ^{14}N ENTRE 3 ET 11 MeV D'ÉNERGIE INCIDENTE.

*

Soutenue le 23 Février 1973 devant la commission d'examen:

MM. A.GALLMANN	*Président*
P.CHEVALLIER	*Examinateurs*
G.MONSONEGO	*Examinateurs*
P.E. HODGSON	*Membre invité*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550018_0049

N° d'ordre
784

THÈSE

présentée

A l'U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard HEUSCH

*

ÉTUDE DU MÉCANISME DE LA RÉACTION ^{12}C (h,p) ^{14}N ENTRE 3 ET 11 MeV D'ÉNERGIE INCIDENTE.

*

Soutenue le 23 Février 1973 devant la commission d'examen:

MM. A.GALLMANN	*Président*
P.CHEVALLIER	*Examinateurs*
G.MONSONEGO	*Examinateurs*
P.E. HODGSON	*Membre invité*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR - STRASBOURG (Edition janvier 1973)

Président : Professeur G. OURISSON
Vice-Présidents : Professeur A. CHAUMONT
: Professeur G. LAUSTRIAT
Secrétaire Général : G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE DES U.E.R. RESPONSABLES DES DOCTORATS ES - SCIENCES

Doyens honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, J.H. VIVIEN, G. MILLOT

Professeurs honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, Melle S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, H.J. MARESQUELLE, L. NEEL, Ch. SADRON, F. TERROINE, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF, J. YVON

Maître de Conférences honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H. FORESTIER	Chimie générale
J. ROTHE	Physique du Globe
P. LACROUTE	Astronomie
J.H. VIVIEN	Zoologie et Embryologie expérimentale
S. GORODETZKY	Physique générale et Physique Nucléaire
L. SACKMANN	Mécanique des Fluides
J. BYE	Chimie Physique
Melle M. PEREY	Chimie nucléaire
S. GOLDSZTAUB	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	Biologie générale
H. BENOIT	Physicochimie macromoléculaire
P. CÜER	Physique générale et physique corpusculaire
G. MILLOT	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	Physique du Globe
H. SAUCIER	Minéralogie
R. ROHMER	Chimie minérale
Melle A. GAGNIEU	Botanique
F. STUTINSKY	Physiologie générale
B. WURTZ	Chimie biologique
J. BRENET	Electrochimie
J.P. EBEL	Chimie biologique
G. OURISSON	Chimie
A. COCHE	Physique Nucléaire
R. CERF	Physique générale
J. FRENKEL	Mathématiques
A. DELUZARCHE	Chimie

R. ARMBRUSTER	Physique
A. ROCHE	Physique du Globe
L. HIRTH	Microbiologie
A. FUCHS	Mécanique rationnelle
A. GALLMANN	Physique
P. MIALHE	Physiologie animale
Mme D. MAGNAC	Physique
M. DAUNE	Biophysique
J.P. ADLOFF	Chimie nucléaire
D. BERNARD	Méthodes mathématiques de la physique
E. DANIEL	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	Physique
G. REEB	Topologie
J. WUCHER	Physique
Mme M. BRINI	Chimie
H. DURANTON	Botanique
R. WEISS	Chimie
P. FEDERLIN	Chimie
J.P. SCHWING	Chimie
M. SIESKIND	Physique
G. MONSONEGO	Physique théorique
C. WIPPLER	Physicochimie des Hts polymères industriels
G. WEILL	Physique
A. CLAUSS	Chimie
E. FOLLENIUS	Zoologie
J. LUCAS	Géologie
J.J. THIEBOLD	Biologie animale
G. GLAESER	Mathématiques
J.H. WEIL	Chimie biologique
D. FOATA	Mathématiques
X. FERNIQUE	Mathématiques
F. GAUTIER	Physique
V. AVANISSIAN	Analyse supérieure
F. LACROUTE	Biologie végétale
J.P. EBERHART	Minéralogie
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
F. BECKER	Physique mathématique
Fr. SCHALLER	Biologie générale
Fr. GAULT	Chimie organique
M. GOUNOT	Botanique
J. DEHAND	Chimie minérale
C. GODBILLON	Mathématiques
J. ROUX	Botanique
R. VOLTZ	Physique théorique
A. MICHARD	Géologie

J.J. RIEHL	Chimie
R. GERARD	Mathématiques
M. DAIRE	Chimie phys. ind. et Sc. des Matériaux
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie
J.P. JOUANOLOU	Mathématiques

Professeurs associés :

A. BANDERET	E.A.H.P.
H. HAKEN	Physique
L. LEITE-LOPEZ	Physique
M. HERREDA	Mathématiques
R. MILNE	Microbiologie
J. SIMES	Chimie
St. RALLIS	Mathématiques

Professeurs conventionnés :

W. MILLER	Chimie
L. PARKS	Chimie

Maîtres de Conférences et Chargés d'Enseignement :

Cl. DELLACHERIE	Mathématiques
M. GROSMANN	Physique
Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
Ph. RICHARD	Physiologie animale
G. SOLLADIE	Chimie organique
P. BENVENISTE	Physiologie végétale
J. FARAUT	Mathématiques
J.P. RAMIS	Mathématiques générales
R. FEIDT	Mécanique des Fluides
D. VIAUD	Mathématiques
R. KIRSCH	Zoologie
J. SOMMER	Chimie Appliquée
A. HINSCHBERGER	Chimie Physique
J. BROSSAS	Chimie macromoléculaire
M. LEROY	Chimie
Ch. PESKINE	Mathématiques

Maître de Conférences adjoint :

Mme J. SITTLER	Géologie

Maîtres de Conférences associés :

P. FELLNER	Biochimie
R. SMYTHE	Mathématiques

Professeurs et Maîtres de Conférences du C.U.H.R. :

P. TAGLANG	Physique
J.P. DONNET	Chimie Physique
R. WEY	Chimie
G. SUTTER	Physique électronique
H. DANAN	Physique
J. STREITH	Chimie
J. MARTINET	Mathématiques
C. SCHIFFMANN	Mathématiques
J. FAURE	Chimie Physique
Mme Chr. WINTER	Physique
Fr. SCHMITT	Physique
A. JAEGLE	Physique
A. KALT	Chimie Physique
R. LUTZ	Mathématiques
J. LAHAYE	Physicochimie ato.-ioni.
B. SIFFERT	Cristallo. et Minéralogie

Professeurs et Maîtres de Conférences des I.U.T. :

Strasbourg

Ch. TANIELLIAN	Chimie
M. GROSS	Chimie

Mulhouse

G. PERNY	Physique Appliquée
R. MANQUENOUILLE	Mathématiques Appliquées
G. METZGER	Electronique
B. LAVILLE ST. MARTIN	Physique Appliquée
R. STEIN	Physique Electronique

Directeurs et Maîtres de Recherche :

P. BOUVEROT	DR	Physiol. respiratoire
P. DEJOURS	DR	Physiol. respiratoire
A. KNIPPER	DR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. KOVACS	DR	Physicochimie macromoléculaire
J. MARCHAL	DR	Physicochimie macromoléculaire
P.A. MEYER	DR	Physique
J. MEYER	DR	Botanique
S. NIKITINE	DR	Physique
A. PETROVIC	DR	Médecine
P. REMPP	DR	Physicochimie macromoléculaire

A. SKOULIOS	DR	Physicochimie macromoléculaire
R. WEILL	DR	Minéralogie
F. BECK	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.F. BIELLMANN	MR	Chimie
M. BONHOMME	MR	Géologie
H. BRAUN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Melle M. CHAMPAGNE	MR	Biophysique
J.P. COFFIN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. CORET	MR	Physique
M. CROISSIAUX	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Melle J. DOUBINGER	MR	Géologie
S. EL KOMOSS	MR	Physique
J.P. VON ELLER	MR	Géologie
E. FRANTA	MR	Physicochimie mol.
J.M. FRIEDT	MR	Physicochimie atom. et ioni.
A. FRIDMAN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.B. GRUN	MR	Physique
G. KAUFFMANN	MR	Chimie
A. LLORET	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Mme C. MIALHE	MR	Physiologie
Th. MULLER	MR	Physique
G. MUNSCHY	MR	Physique
Mme NAUCIEL-BLOCH	MR	Physique des Solides
M. PATY	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
R. PGITDVH	MR	Botanique
A. PORTE	MR	Physiologie
J. POUYET	MR	Biophysique
J. RINGEISEN	MR	Physique
F. SCHEIBLING	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Cl. SITTLER	MR	Géologie
M. SUFFERT	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
R. VAROQUI	MR	Physicochimie macromoléculaire
A. VEILLARD	MR	Chimie
A. WAKSMANN	MR	Biochimie
G. WALTER	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.P. WENIGER	MR	Zoologie
J. WITZ	MR	Biologie cellulaire
R. WOLFF	MR	Chimie
R. ZANA	MR	Physicoch. macromoléculaire

A Monsieur le Professeur A. GALLMANN

Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Nucléaire

Hommage de profonde gratitude

A mes parents

A ma femme

ETUDE DU MECANISME DE LA REACTION ^{12}C (h, p) ^{14}N ENTRE 3 ET 11 MeV D'ENERGIE INCIDENTE

par Bernard HEUSCH

Laboratoire de Physique Nucléaire et d'Instrumentation Nucléaire

Strasbourg - Cronenbourg

INTRODUCTION

Les nombreux développements récents qu'a connu la recherche en physique nucléaire, tant du point de vue expérimental que théorique, sont essentiellement dus à l'étude de deux domaines plus spécifiques, à savoir, d'une part la connaissance des propriétés fondamentales des noyaux et, d'autre part, la compréhension des mécanismes responsables des réactions nucléaires. De gros progrès ont été accomplis dans le premier domaine, grâce, en particulier, à des études très systématiques des propriétés électromagnétiques des noyaux, permettant de tester les fonctions d'ondes des états quantiques calculées à partir des modèles nucléaires. Il reste néanmoins que, dans le deuxième domaine cité, les résultats expérimentaux obtenus, montrent une grande complexité des mécanismes qui entrent en jeu, rendant de ce fait délicates toutes les tentatives simples d'interprétations théoriques. Ces dernières ne peuvent être traitées actuellement que par des théories approchées vu, d'une part, l'insuffisance de nos connaissances sur les forces entre nucléons, et, d'autre part, la grande complexité du traitement mathématique de systèmes à plusieurs corps.

Le but de ce travail est d'étudier expérimentalement le mécanisme de la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N(1), entre E_h = 3 et 11 MeV, domaine d'énergies de bombardement considéré habituellement comme intermédiaire entre les plages d'application de la théorie du noyau composé (énergies sous-coulombiennes) et celle de l'interaction directe ($E_h \geqslant$ 10 MeV environ dans le cas présent), et de confronter les résultats obtenus à ceux des prévisions théoriques correspondantes. Les dix états liés de ^{14}N ont ainsi été étudiés.

---

(1) : h est l'abréviation de "hélion" qui est le nom actuellement proposé pour le noyau d'hélium de masse 3, noté antérieurement ^3He ou τ .

Les mesures comprennent, d'une part l'analyse des sections efficaces différentielles en fonction de E_h à θ_p fixé (courbes d'excitation) et, à E_h fixé, en fonction de θ_p (distributions angulaires de protons), ainsi que des sections efficaces totales. En plus de ces mesures, dont l'utilisation est classique pour l'analyse d'un mécanisme de réaction, la technique des corrélations angulaires p - γ a été employée, dans la géométrie colinéaire de Litherland et Ferguson où les protons sont détectés sur l'axe du faisceau incident à $\theta_p = 0^o$ ou 180^o. Une étude systématique de la forme des corrélations angulaires a ainsi été effectuée, d'une part en fonction de E_h (32 énergies incidentes comprises entre 3 et 11 MeV ont été considérées), et d'autre part, à chaque énergie, en fonction de l'angle avec l'axe de symétrie, soit $\theta_p = 0^o$ et $\theta_p = 180^o$. Ces mesures permettent d'obtenir directement les alignements nucléaires, qui ne dépendent que du mécanisme par lequel procède la réaction, dès lors que les propriétés électromagnétiques du noyau final sont connues, comme c'est le cas pour les niveaux liés de ^{14}N. Une telle étude systématique, de l'alignement d'un état final en fonction de E_h et θ_p, n'a jamais été reportée jusque là. L'utilisation de cette technique permet, en fait de disposer en plus, d'un critère très sensible de comparaison entre l'expérience et la théorie et qui, combiné aux résultats des fonctions d'excitations et de distributions angulaires de particules, permet de mieux comprendre le mécanisme de la réaction. En effet, le succès de ces seules méthodes d'analyse classique est essentiellement lié aux choix des réactions et de l'énergie incidente auxquelles elles sont étudiées. Dans le cas présent, de l'analyse d'une réaction dite de double transfert de nucléons, faite à des énergies "intermédiaires" et conduisant à un noyau impair - impair, il est nécessaire d'avoir des informations directes et précises quant à la formation des états finals.

Dans une première partie,nous rappelons sommairement l'analyse théorique des mécanismes de réactions, soit dans le cadre de l'interaction directe (modèle optique et théorie des ondes distordues), soit dans le cadre de la théorie du noyau composé (modèle statistique de Hauser et Feshbach). Dans chacun de ces cas, nous développons les calculs d'alignements, caractérisés par les facteurs de population $P(\gamma)$. Ces prédictions théoriques sont résumées sous forme de tableaux, pour les seuls sous états magnétiques $\gamma = 0$ et ± 1 des niveaux de ^{14}N (de moment angulaire total $J_f \geqslant 1$) pouvant être peuplés dans la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N en géométrie colinéaire.

Dans une deuxième partie, nous décrivons les procédés expérimentaux utilisés, ainsi que les méthodes d'analyse numérique employées.

Dans la troisième partie sont présentés les résultats de nos mesures, analysés à l'aide des prévisions théoriques décrites en première partie.

Le mécanisme de la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N a été très souvent étudié par de nombreux auteurs jusqu'à des énergies incidentes de l'ordre de 35 MeV. Dans la quatrième partie, l'étude systématique pour $3 \leqslant E_h \leqslant 11$ MeV présentée dans ce travail, sera comparée aux résultats obtenus par ces auteurs, dans et en dehors de cette plage d'énergies incidentes. Cette discussion portera, en particulier, sur la comparaison des phénomènes observés, avec toutes les réactions nucléaires susceptibles de passer par le même noyau composé ^{15}O, dans la même zone d'énergie d'excitation de celui-ci.

CHAPITRE I

APPROCHES THEORIQUES DE L'ANALYSE D'UN MECANISME DE REACTION. CALCULS D'ALIGNEMENTS

1) LA THEORIE DE L'INTERACTION DIRECTE

Développée par Butler (Bu 51) pour les réactions (d, n) et (d, p), cette théorie développe l'idée qu'un deuton incident se scinde, à l'approche d'un noyau, en un neutron ou un proton diffusé élastiquement, et un proton ou un neutron capturé par le noyau respectivement. Ainsi on a pu expliquer les distributions angulaires des particules sortantes, dites de "stripping", qui sont caractéristiques du moment angulaire orbital total de transfert L. Bien que l'énergie de liaison de l'hélion soit plus forte que celle du deuton, Newns (Ne 60) a étendu le même formalisme à des doubles transferts de nucléons, tel que (h, p), étant donné que dans de telles réactions on observe également très souvent des distributions angulaires de "stripping", dont les caractéristiques principales sont une asymétrie des courbes par rapport à 90^{o} et de fortes remontées de celles-ci aux angles vers l'avant. Depuis quelques années, des progrès considérables ont été faits dans la description de ces mécanismes de double transfert de particules grâce, en particulier, aux travaux de Glendenning (Gl 65), dont l'application à la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N à E_h = 20.1 MeV donne des résultats satisfaisants (Ma 68 a). Il reste néanmoins, qu'un certain nombre de problèmes qui se posent, peuvent être responsables des perturbations que l'on observe dans les distributions angulaires expérimentales, de protons dans notre cas, à savoir :

- : quelle est l'amplitude du mécanisme de passage par le noyau composé ?
- : les effets d'échange et le "heavy-particle-stripping" peuvent totalement modifier les formes des distributions angulaires aux angles vers l'arrière (El 59) ;
- : les corrections coulombiennes sont plus importantes pour des réactions induites par des hélions que pour des réactions induites par des deutons ;

- : on n'a que peu d'informations sur la fonction d'onde interne de l'hélion.

Analytiquement on traite l'interaction directe en utilisant :

a) un potentiel complexe à deux corps entre la particule incidente et le noyau cible, ainsi qu'entre la particule sortante et le noyau résiduel ; on l'appelle le potentiel optique. Les paramètres dont dépendent celui-ci, sont obtenus par ajustage des courbes théoriques à celles obtenues par la mesure de la diffusion élastique des particules dans les deux voies considérées.

b) l'approximation de Born avec ondes distordues (DWBA). Elle consiste à supposer la diffusion élastique comme le processus prédominant, la réaction nucléaire étant traitée comme une perturbation au premier ordre. Si la distortion des ondes est importante on pourra observer des remontées des distributions angulaires de particules aux angles vers l'arrière, au détriment des angles vers l'avant (Au 70).

Pour le calcul des sections efficaces différentielles, nous avons utilisé le programme DWUCK (Ku 71) qui permet d'obtenir les distributions angulaires des particules sortantes d'une réaction de double transfert de nucléons. L'expression générale s'écrit dans le formalisme de Glendenning (Gl 65) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{k_2}{k_1} \frac{(2J_f + 1)}{(2J_o + 1)} \sum_{LSJT} C_{ST}^2 \sum_M \left| \sum_N G_{NLSJT} B_{NL}^M \right|^2$$

en utilisant la notation indiquée au début des appendices. k_1 et k_2 sont les nombres d'onde des particules incidentes et sortantes,

respectivement. Les coefficients C^2_{ST} se rapportent au transfert de l'isospin et sont proportionnels au coefficient de Clebsch-Gordan :

$$C^2_{ST} \simeq \langle T_1 \; T_{Z_1} \; T_2 \; T_{Z_2} \mid T \; T_Z \rangle^2$$

Comme dans le cas des réactions (d, p) de "stripping" à une particule, le formalisme de Glendenning consiste à séparer les termes décrivant la structure nucléaire de ceux dépendant de la cinématique de la réaction. Les coefficients B^M_{NL} sont les amplitudes de transfert de la paire de nucléons caractérisée par les nombres quantiques L, S, J, T, dans l'orbite N, L, M et sont calculés par la DWBA. Les coefficients G_{NLSJT} dépendent des structures nucléaires et correspondent aux facteurs de forme. Ils s'écrivent en fonction des coefficients de parentage entre le noyau final de masse A + 2 par rapport au noyau initial A. La relation, entre la valeur ainsi calculée par le programme DWUCK, et la section efficace différentielle absolue s'écrit (Ge 72) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \frac{(2J_f+1)}{(2J+1)(2J_o+1)} \; sg \langle T_1 \; T_{Z_1} \; T_2 \; T_{Z_2} \mid T \; T_Z \rangle^2 \; \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{DWUCK}$$

Dans notre cas, où $J_o = 0$, cette relation devient :

$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{2} \; sg \; \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{DWUCK}$ pour les neuf états liés T = 0 de ^{14}N

$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{3} \; sg \; \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{DWUCK}$ pour le niveau T = 1 à 2,31 MeV

s est un facteur d'intensité, qui correspond au facteur spectroscopique des réactions de simple transfert de nucléons. Le coefficient g provient de l'antisymétrisation des fonctions d'ondes utilisées dans le calcul des doubles coefficients de parentage fractionnaire.

Le coefficient de normalisation N, qu'il est nécessaire d'introduire, est essentiellement dû à la non connaissance de la fonction d'onde interne de l'hélion. Par la suite, seules les valeurs relatives des sections efficaces différentielles, ainsi calculées pour les 10 états liés de ^{14}N, seront considérées.

Le potentiel optique a été pris de la forme (Ku 71) :

$$U(r) = U_c(r) + Vf(r) + iWf(r') + iW' \frac{d}{dx'} f(r') - V_S \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \vec{L} \cdot \vec{S}$$

$U_c(r)$, le potentiel coulombien dû à une sphère uniformément chargée de rayon $R_c = R_{oc} A^{1/3}$, s'écrit :

$$U_c(r) = \frac{ZZ'e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) \text{ pour } r \leq R_c \text{ et } U_c(r) = \frac{ZZ'e^2}{r} \text{ pour } r > R_c$$

f (r) et f (r') sont les facteurs de forme de Saxon-Woods, et sont donnés par les relations :

$$f(r) = \left\{1 + \exp\left[(r - r_v A^{1/3}) / a_v\right]\right\}^{-1}$$

$$f(r') = \left\{1 + \exp\left[(r - r_w A^{1/3}) / a_w\right]\right\}^{-1}$$ dans le cas d'une absorption en volume, soit avec $r_{w'}$ et $a_{w'}$ dans le cas d'une absorption en surface (qui peut également être choisie du type gaussienne).

Le dernier terme donné dans l'expression du potentiel optique, correspond à une interaction spin-orbite dont nous avons tenu compte dans les calculs.

Les valeurs des différents paramètres, à savoir les profondeurs des puits de potentiel (V, W, W' et V_S), les rayons (R_{oc}, r_v, r_w, $r_{w'}$, et r_s) et les paramètres de diffusion

(a_v, a_w, $a_{w'}$, et a_s), ont été pris à partir des lissages obtenus, par d'autres auteurs, pour la diffusion élastique des hélions sur ^{12}C et des protons sur ^{14}N. Notre choix s'est porté sur les résultats obtenus à des énergies de particules très voisines de celles utilisées dans ce travail. Pour la voie d'entrée, nous avons ainsi préféré les valeurs données par Park (Pa 68), aux travaux plus récents faits à des énergies plus élevées. Deux ensembles de calculs ont ainsi été effectués, suivant la suggestion de l'auteur, qui a étudié la diffusion élastique des hélions sur ^{12}C, à 10 énergies incidentes comprises entre 3.7 et 15 MeV :

- : avec l'option 1 du tableau 1, correspondant au meilleur lissage obtenu par l'auteur à E_h = 8.5 MeV (χ^2 = 0.77 : tableau 1 de la réf. Pa 68)

- : avec l'option 2 du tableau 1, correspondant aux valeurs moyennes des paramètres obtenues par Park, avec une profondeur du puits de potentiel réel variable avec l'énergie incidente suivant la loi : $V = 90.0 \text{ MeV} + 5E_h \text{ (MeV)}$.

La différence entre les deux calculs n'est sensible qu'aux basses énergies, où l'on observe en moyenne un meilleur lissage des formes des distributions angulaires avec l'option 2. Il reste cependant, que le sens physique exact des fluctuations des valeurs reportées pour ces paramètres, a souvent été discuté et contesté ces dernières années. Peut-être que la méthode d'analyse proposée par Weller et al. (We 69a) est la plus réaliste. Ces auteurs considèrent un modèle optique plus une structure résonante du type Breit-Wigner (OMPR), et obtiennent ainsi de bons lissages des courbes d'excitation pour la diffusion des hélions sur ^{12}C pour $4.4 \lesssim E_h \lesssim 8.2$ MeV et $\theta_h = 140^o$ dans le laboratoire.

Pour la voie de sortie nous avons choisi les paramètres optiques donnés par Richter et Parish (Ri 68), obtenus à E_p = 12.2 MeV

TABLEAU 1

VALEURS DES PARAMETRES DES POTENTIELS OPTIQUES UTILISES.

Voie	R_{oc} (fm)	V MeV	r_v (fm)	a_v (fm)	W MeV	r_w (fm)	a_w (fm)	W' MeV	$r_{w'}$ (fm)	$a_{w'}$ (fm)	V_S (MeV)	r_s (fm)	a_s (fm)
$^{12}C + h$													
option 1	1.40	136	1.20	0.69	11	1.20	0.69				6.0	1.20	0.69
option 2	1.40	$90 + 5E_h$	1.20	0.63	16	1.20	0.63				5.0	1.20	0.63
$^{14}N + p$	1.27	49	1.27	0.58				4.0	1.27	0.49	5.5	1.27	0.58
$^{11}C + \alpha$		200											
$^{14}O + n$	1.40	50	1.25	0.65				6.0	1.25	0.65	5.5	1.25	0.65
$^{13}N + d$		100											

(tableau 1). En effet, l'énergie maximale des protons de sortie dans notre travail est de l'ordre de 16 MeV. D'autre part, on constate que ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par ailleurs, même à des énergies incidentes des protons sur ^{14}N très différentes : E_p = 14.5 MeV (Cu 71), E_p = 21 MeV (Ba 69), E_p = 9.73, 19.90 et 31.00 MeV (Wa 69), E_p = 28 et 31 MeV (Sa 70).

2) LA THEORIE STATISTIQUE DE HAUSER - FESHBACH

L'utilisation d'une théorie de répartition statistique des niveaux excités dans un noyau composé, n'est pleinement justifiée que dans le cas où l'on atteint des énergies d'excitation E_x suffisamment élevées, dans la plage du pré - continuum de celui-ci. C'est en général le cas pour les réactions du type (h, p), et pour ^{12}C (h, p) ^{14}N, E_h = 3 MeV, 6 MeV et 11 MeV correspondent respectivement à E_x = 14.47, 16.87 et 20.87 MeV. Un calcul de la matrice densité (Gi 65) montre que l'on peut avoir de 30 à 50 niveaux J = 3/2 par exemple, par MeV d'énergie d'excitation, entre E_x = 17 à 21 MeV environ, leur largeur totale étant de l'ordre de 200 à 400 keV.

La section efficace différentielle, moyennée en énergie, est donnée, dans la théorie de Hauser - Feshbach (Ha 52), par la relation (Mo 64) :

$$\left\langle \frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}(\theta)}{d\Omega} \right\rangle = \frac{\lambda_\alpha^2}{4(2I_\alpha + 1)(2i_\alpha + 1)} \sum_{\substack{s,l,s',l' \\ J,k}} (-)^{s-s'} \frac{T^J_{\alpha l s}\, T^J_{\alpha' l' s'}}{\sum_{\alpha'' l'' s''} T^J_{\alpha'' l'' s''}} \overline{Z}(lJlJ\,;\,sk)$$

$$\times \quad \overline{Z}(l'Jl'J\,;\,s'k) \qquad P_k(\cos\theta)$$

où α représente la voie d'entrée ; I_α et i_α sont les spins du noyau et de la particule dans la voie d'entrée, $s = I_\alpha + i_\alpha$ étant le spin de voie. l et J sont les moments angulaires orbital et total respectivement dans le noyau composé, et $J = l + s$. Les quantités primées sont les homologues dans la voie de sortie, et la somme au dénomi-

nateur porte sur toutes les voies α'' de sortie cinématiquement possibles.

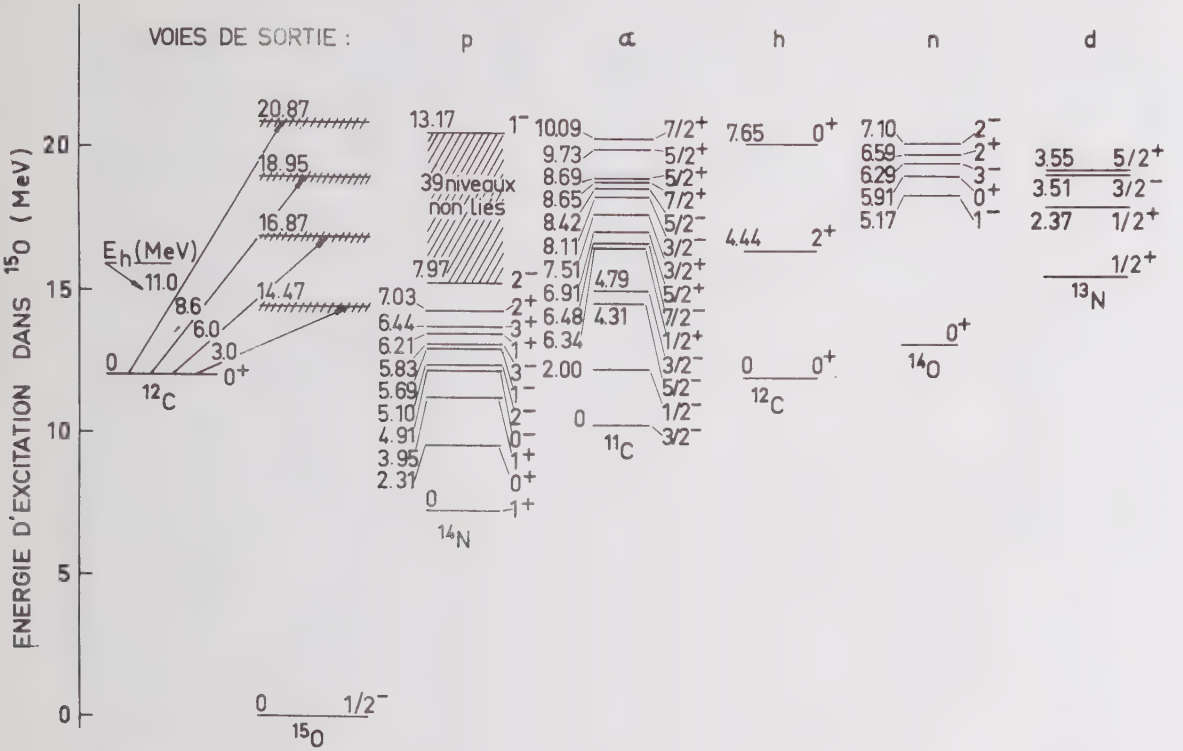
Les coefficients $\overline{Z}$ sont ceux définis par Blatt et Biedenharn (Bl 52) à un facteur de phase près :

$$\overline{Z}\ (\ell\ J\ \ell\ J\ ;\ sk) = (2\ell + 1)(2J + 1) \langle \ell\ 0\ \ell\ 0 \mid k0 \rangle \quad W\ (\ell J\ \ell J\ ;\ sk)$$

où la condition de non nullité du coefficient de Clebsch - Gordan [$(2\ell + k)$ pair d'où k pair] conduit à la symétrie des distributions angulaires par rapport à 90^{o}. L'expression de la section efficace différentielle se réduit alors à un développement en polynômes de Legendre d'ordres pairs.

Les $T^{J}_{\alpha \ell s}$ sont les coefficients de transmission pour la voie considérée. Ils ont été calculés par le modèle optique, en utilisant les mêmes paramètres que ceux donnés dans le tableau 1. Les valeurs de $d\sigma / d\Omega$, obtenues avec les options 1 ou 2 du potentiel optique de la voie d'entrée α, donnent, comme dans le cas de l'interaction directe, des résultats qui ne diffèrent que sensiblement aux basses énergies. Par la suite, toutes les valeurs qui sont reportées correspondent à l'option 1, compte tenu que pour les autres voies de sortie α'' nous avons également pris les valeurs moyennes généralement suggérées (tableau 1), avec un puits de potentiel réel de 50 MeV par nucléon.

Dans le programme d'ordinateur, que nous avons écrit pour calculer les sections efficaces différentielles suivant cette théorie de Hauser - Feshbach, nous avons tenu compte de toutes les voies de sortie cinématiquement possibles (fig. 1). Elles sont au nombre de 14 à E_h = 3 MeV et de 76 à E_h = 11 MeV. Il est remarquable de constater que, pour presque tous les niveaux reportés sur la fig. 1, les moments angulaires sont connus, ou présumés (AJ 70), ce qui évite de faire des calculs de répartition statistique d'états



BILANS DES REACTIONS (en MeV)		+4.779	+1.856	0	−1.159	−3.553	
NOMBRE DE VOIES OUVERTES A :	E_h = 11 MeV	49	14	3	6	4	TOTAL 76
	E_h = 3 MeV	10	2	1	1	0	14

Fig. 1 : Diagramme des voies de sortie cinématiquement possibles pour les réactions induites par des hélions sur ^{12}C avec $E_h \leq 11$ MeV. Les 39 niveaux non liés de ^{14}N sont ceux reportés par Mangelson et al. (Ma 68 b).

dans les 5 noyaux entrant en jeu. Ceci n'est en général pas le cas :

- : si les valeurs de bilan sont très positives ;

- : si des énergies incidentes supérieures à 11 MeV avaient été considérées.

Nous avons également tenu compte de l'effet Moldauer (Mo 64a), qui est une correction qui tient compte des fluctuations de la largeur des niveaux du noyau composé. En supposant que celles-ci suivent une distribution de Porter et Thomas (Po 56), on peut calculer le facteur correctif de la section efficace, à partir des coefficients de transmission.

3) CALCULS D'ALIGNEMENTS

L'expression générale de la fonction de corrélation angulaire s'écrit (Fe 65) :

$$W = \sum_{aa'kK} \rho_{kK}(aa')\ \varepsilon^{*}_{kK}(aa') = \text{Trace}\,(\rho\,\varepsilon)$$

$\rho_{kK}(aa')$ tenseur statistique, $\varepsilon^{*}_{kK}(aa')$: tenseur efficacité, a et a' sont les moments angulaires considérés, k et K sont les ordres des tenseurs.

Les tenseurs statistiques sont définis par la relation :

$$\rho_{kK}(aa') = \sum_{\alpha\alpha'} (-)^{a' - \alpha'} \langle a\alpha a' - \alpha' | kK \rangle \langle a\alpha | \rho | a'\alpha' \rangle$$

où ρ est la matrice densité des états a et a' projections α et α'. La relation inverse s'écrit (ρ étant hermitique) :

$$\langle a\alpha | \rho | a'\alpha' \rangle = \sum_{kK} (-)^{a' - \alpha'} \langle a\alpha a' - \alpha' | kK \rangle \rho_{kK}(aa')$$

Le facteur de population P (α) est la probabilité de trouver le système final dans l'état a de projection α, et pour des niveaux discrets sans recouvrement (a' = a) on a :

$$P(\alpha) = \langle a\alpha | \rho | a'\alpha' \rangle\ \delta_{aa'}\ \delta_{\alpha\alpha'}$$

$$= \sum_{k} (-)^{a - \alpha} \langle a\alpha a - \alpha | k0 \rangle\ \rho_{k0}(aa)$$

δ : symbole de Kronecker

On parle plus communément de "l'alignement nucléaire d'un état de moment angulaire total a, dans un sous état magnétique α donné, pour désigner le facteur de population $P(\alpha)$, dont la propriété principale est : $P(\alpha) = P(-\alpha)$, par opposition à la polarisation où l'on a : $P(\alpha) \neq P(-\alpha)$. D'autre part, la normalisation de la matrice densité Trace (ρ) = 1, entraîne que : $\sum_{\alpha} P(\alpha) = 1$, que l'on traite l'alignement ou la polarisation.

Deux méthodes de calcul des alignements $P(\alpha)$ sont possibles :

a) soit on calcule la fonction de corrélation angulaire W, et il est donc nécessaire de déterminer les tenseurs statistiques $\rho_{k0}(aa)$; on en déduit ensuite les $P(\alpha)$;

b) soit on calcule directement les éléments de la matrice densité $\langle a\alpha | \rho | a\alpha \rangle$; on obtient ainsi les $P(\alpha)$ mais pas les fonctions de corrélation angulaire W.

Suivant la première de ces méthodes, nous résumons les calculs faits dans le cadre des deux modèles de réaction, en développant ceux exposés par Balamuth et al. (Ba 70) pour la théorie de l'interaction directe, et en utilisant les relations données par Sheldon et Strang (Sh 69) dans le cas de la théorie du noyau composé.

Pour la deuxième méthode, nous proposons une analyse basée sur les développements théoriques proposés par Litherland et Ferguson (Li 61 et Fe 65), en développant un calcul unique, où l'interaction directe apparait comme une étape intermédiaire du passage par le noyau composé.

Nous montrons que les résultats d'alignements théoriques ainsi obtenus suivant les deux méthodes sont identiques, mais que, suivant le cas, les relations sont plus ou moins commodes d'utilisation. Pour des raisons de clarté du texte, les différents calculs sont

regroupés en appendices. La notation générale utilisée est indiquée au début de ceux-ci sous forme de diagrammes.

Méthode 1

a) Cas de l'interaction directe :

Balamuth et al. (Ba 70) ont appliqué le calcul des tenseurs statistiques, donné par Satchler (Sa 64), au cas particulier de la symétrie axiale du système, et pour des noyaux cibles de moment angulaire J = 0. Dans l'appendice 1 est résumé comment on obtient la relation :

$$P(\gamma) = \text{constante} \times \langle L\,0\,S\,\gamma \mid J_f\,\gamma \rangle^2 \left| \beta \begin{matrix} L\,0 \\ S\,J_f \end{matrix} \right|^2$$

Les amplitudes de réaction $\beta \begin{matrix} L\,0 \\ S\,J_f \end{matrix}$ étant indépendantes des projections γ, on en déduit pour la réaction $^{12}C\,(h,p)\,^{14}N$, où seuls les sous états magnétiques $\gamma = 0$ et ± 1 peuvent être alimentés :

$$\frac{P(1)}{P(0)} = \frac{\langle L\,0\,S\;1 \mid J_f\;1 \rangle^2}{\langle L\,0\,S\;0 \mid J_f\;0 \rangle^2} \qquad (1)$$

Les résultats correspondants aux 10 états liés de ^{14}N sont reportés dans le tableau 2.

b) Théorie du noyau composé :

Sheldon et Strang (Sh 69) ont développé les relations donnant les sections efficaces différentielles, pour différentes géométries utilisées, dans les réactions du type (a, b), (a, bγ) et (a, bγγ). Dans l'appendice 2a, nous reprenons les coefficients de la correlation angulaire (a, bγ) qu'ils calculent, pour obtenir l'expression des tenseurs statistiques dans notre cas particulier de la

géométrie colinéaire. Dans l'appendice 2b, on vérifie qu'à l'aide de l'algèbre tensorielle, on obtient le même résultat, à savoir :

$$\rho_{\lambda 0}(J_f J_f) = \frac{1}{N'} \sum_{J_i \mu \nu} (-)^{j_2 - J_i} (2J_i+1)^2 (2\ell_1+1)(2j_1+1)(2\ell_2+1)$$

$$\times (2j_2+1)(2\mu+1)^{1/2}(2\nu+1)^{1/2} \langle \ell_1\, 0\ \ell_1\, 0 \mid \mu\, 0 \rangle$$

$$\times \langle \ell_2\, 0\ \ell_2\, 0 \mid \nu\ 0 \rangle \langle \mu\, 0\ \nu\, 0 \mid \lambda\, 0 \rangle\ W(j_1 j_1, J_i J_i; \mu J_o) \quad (2)$$

$$\times W(\ell_1 \ell_1, j_1 j_1; \mu s_1)\ W(\ell_2 \ell_2, j_2 j_2; \nu s_2)$$

$$\times X(J_i J_i \mu; j_2 j_2 \nu; J_f J_f \lambda)\ \tau(\ell_1)\ \tau(\ell_2)$$

$$\text{et } P(\gamma) = \sum_{\lambda} (-)^{J_f - \gamma} \frac{1}{\sqrt{2J_f+1}} \langle J_f \gamma\, J_f - \gamma \mid \lambda\, 0 \rangle\ \rho_{\lambda 0}(J_f J_f)$$

Les sommes sont étendues dans l'ordre à : $\mu \leq 2J_i$, $2\ell_1$, $2j_1$, $\nu \leq 2\ell_2$, $2j_2$, $\lambda \leq 2J_f$, μ, ν et λ étant pairs. Des valeurs jusqu'à $\ell_1 = 20$ ont été considérées. Mais la contribution de grands moments angulaires ℓ_1, est négligeable, à cause des valeurs correspondantes du facteur de transmission $\tau(\ell_1)$. Ce calcul des P (γ) a été programmé avec celui relatif aux distributions angulaires Hauser - Feshbach, dont on utilise la même logique de sommation, ainsi que le sous - programme de calcul des facteurs de transmission $\tau(\ell_1)$ et $\tau(\ell_2)$. Afin de tester les résultats obtenus (en plus de la vérification que $\sum_{\gamma} P(\gamma) = 1$), nous avons également programmé les alignements P(γ) dans la géométrie (a, b) correspondant aux distributions angulaires de protons, déduits, comme dans le cas précédent, des relations de Sheldon et Strang. En effet, même si dans ce cas tous les sous états magnétiques peuvent être peuplés, nous avons vérifié qu'au seuil de la réaction les résultats d'alignements sont

identiques, puisque distribution et correlation angulaires y sont équivalents. Comme il est à prévoir à la vue des relations (2), les alignements théoriques prédits en géométrie colinéaire, sont à peu près constants en fonction de l'énergie incidente. Dans le cas des distributions angulaires, par contre, ils tendent vers l'isotropie de population des différents sous états magnétiques.

Méthode 2 :

Calcul direct des alignements selon les deux mécanismes de réaction

La méthode de ce calcul est celle exposée par Ferguson (Fe 65). Le cas de l'interaction directe est traité dans l'appendice 3, et on retrouve bien la relation (1). En transcrivant cette dernière, dans la notation utilisée pour la voie d'entrée du passage par le noyau composé, et en appliquant le même formalisme pour la voie de sortie, on obtient la relation (appendice 4) :

$$P(\gamma) = \sum_{J_i \beta \sigma_2} \hat{\ell}_1^{\,2}\, \hat{\ell}_2\, \hat{\ell}'_2 \hat{s}_1^{\,-2} \hat{s}_2^{\,-2} \langle \ell_1 0 s_1 \beta | J_i \beta \rangle^2 \left| \tau^{(\ell_1)} \right|^2 \tau^{(\ell_2)} \tau^{(\ell'_2)}$$

$$\times \langle \ell_2 0 s_2 \sigma_2 | j_2 \sigma_2 \rangle \langle \ell'_2 0 s_2 \sigma_2 | j'_2 \sigma_2 \rangle \qquad (3)$$

$$\times \langle J_f \gamma j_2 \sigma_2 | J_i \beta \rangle \langle J_f \gamma j'_2 \sigma_2 | J_i \beta \rangle$$

qui est directement comparable à celle obtenue précédemment. Mais l'équivalence, dans le cas général, n'est pas aisée à démontrer, et nous n'avons pas programmé le système (3). Par contre, on déduit de ce calcul dans notre cas particulier considéré, à savoir que seuls les sous états magnétiques $\beta = \pm \frac{1}{2}$ des états excités J_i du noyau composé peuvent être alimentés, les relations :

$$P(0) = 2\sum_{J_i} F(J_1) \langle \ell_2\, 0\, s_2\, 1/2 | j_2\, 1/2 \rangle \langle \ell'_2\, 0\, s_2\, 1/2 | j'_2\, 1/2 \rangle$$
$$\times \langle J_f\, 0\, j_2\, 1/2 | J_i\, 1/2 \rangle \langle J_f\, 0\, j'_2\, 1/2 | J_i\, 1/2 \rangle$$
$$\times \langle \ell_1\, 0\, s_1\, 1/2 | J_i\, 1/2 \rangle^2$$
$$P(+1) = \sum_{J_i} F(J_1) \langle \ell_2\, 0\, s_2\, -1/2 | j_2\, -1/2 \rangle \langle \ell'_2\, 0\, s_2\, -1/2 | j'_2\, -1/2 \rangle \quad (4)$$
$$\times \langle J_f\, 1\, j_2\, -1/2 | J_i\, 1/2 \rangle \langle J_f\, 1\, j'_2\, -1/2 | J_i\, 1/2 \rangle$$
$$\times \langle \ell_1\, 0\, s_1\, 1/2 | J_i\, 1/2 \rangle^2$$

avec $F(J_1) = \hat{\ell}_1^2\, \hat{\ell}_2\, \hat{\ell}'_2\, \hat{s}_1^{-2}\, \hat{s}_2^{-2} \left| \tau^{(\ell_1)} \right|^2 \tau^{(\ell_2)}\, \tau^{(\ell'_2)}$

Pour P (0) le facteur 2 apparait à cause de la symétrie $\beta = \pm 1/2$ entraîne $\sigma_2 = \mp 1/2$. Par contre, on vérifie que P (+1) ne peut correspondre qu'à $\beta = + 1/2$ et $\sigma_2 = - 1/2$, et que P (-1) à $\beta = - 1/2$ et $\sigma_2 = + 1/2$. D'autre part, on retrouve bien que P (+1) = P (-1).

Dans le cas d'une résonance isolée, ou pour une résonance géante du noyau composé, de moment angulaire total J_i donné, n'interférant avec aucun autre niveau, et à la condition que le proton de sortie vienne d'une orbite donnée ($\ell_2 = \ell'_2$ et $j_2 = j'_2$), les relations (4) conduisent au rapport :

$$\frac{P(1)}{P(0)} = \frac{\langle J_f\, 1\, j_2 - 1/2 | J_i\, 1/2 \rangle^2}{2 \langle J_f\, 0\, j_2\, 1/2 | J_i\, 1/2 \rangle^2} \quad (5)$$

Nous avons contrôlé qu'avec les mêmes hypothèses, le programme qui est nécessaire pour calculer les relations (2), conduisait aux mêmes résultats que ceux obtenus directement par

la relation (5) ; ils sont résumés dans le tableau 3 suivant les valeurs de J_f, j_2 et J_i. L'extrême simplicité de la relation (5) est une justification en soi de la méthode analytique employée : elle est essentiellement à attribuer aux choix des couplages effectués.

Dans un précédent article (Ha 69b), nous avions montré comment on peut arriver aux résultats obtenus par la relation (5), en considérant qu'un état donné du noyau composé ^{15}O peut être décrit par le couplage d'un proton des orbites 1 d 3/2, 1 d 5/2, 2 s 1/2... à un coeur, même excité, de ^{14}N. Ce calcul, qui est rappelé dans l'appendice 5, est cependant moins général que celui présenté ci-dessus.

Résumé des résultats de calculs d'alignements

1) Si la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N procède par interaction directe uniquement, les alignements obtenus (relation (1) et tableau 2) sont indépendants de l'énergie de bombardement pour une valeur unique du moment angulaire orbital total L transféré par la paire de nucléons. Ceci est rigoureusement le cas pour les niveaux de parité naturelle (Gl 65), alors que pour les états de parité non naturelle, deux valeurs de L sont possibles ; pour celles qui ont été montrées comme non prédominantes (Ma 68a), nous avons mis des parenthèses dans le tableau 2. De la relation (1) on déduit, d'autre part, les règles suivantes :

a) pour le transfert d'un "quasi - deuton" $\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$, les niveaux de parité naturelle sont uniquement alignés dans le sous état magnétique $\gamma = 0$ [P (0) = 1] . Mais dans ^{14}N, le seul état lié T = 1, est celui à 2.31 MeV, de moment angulaire $J^\pi = 0^+$. Il serait intéressant d'analyser le niveau $J^\pi = 2^+$, T = 1, à 9.17 MeV : c'est un état non lié pour lequel nous

TABLEAU 2

ALIGNEMENTS THEORIQUES PREVUS DANS LE CADRE DE L'INTERACTION DIRECTE POUR LES 10 ETATS LIES DE ^{14}N.

Niveau (MeV)	J^{π}	Nombres quantiques transférés			Alignements	
		L (L')	S	T	P (0)	P (1)
0	1^+	2	1	0	0.67	0.17
		(0)			(0.33)	(0.33)
2.31	0^+	0	0	1	1.00	/
3.95	1^+	0	1	0	0.33	0.33
		(2)			(0.67)	(0.17)
4.91	0^-	1	1	0	1.00	/
5.10	2^-	1	1	0	0.40	0.30
		(3)			(0.60)	(0.20)
5.69	1^-	1	1	0	0.00	0.50
5.83	3^-	3	1	0	0.00	0.50
6.21	1^+	0	1	0	0.33	0.33
		(2)			(0.67)	(0.17)
6.44	3^+	2	1	0	0.43	0.29
		(4)			(0.57)	(0.21)
7.03	2^+	2	1	0	0.00	0.50

avions montré (Ga 67) que la largeur γ (Γ_γ) entre en compétition avec la largeur particules (Γ_p) avec le résultat $\Gamma_p / \Gamma_\gamma \doteq 10 \pm 3$. Mais la très faible excitation de ce niveau en réaction (h, p), ne permet pas d'analyser les corrélations angulaires relatives à la transmission (de nature M 1 essentiellement) 9.17 ⟶ 0 MeV. L'analyse d'un tel état T = 1, $J^\pi = 2^+$ à 1.59 MeV du ^{42}Sc, a été faite par Balamuth et al. (Ba 70) par la réaction ^{40}Ca (h, p) ^{42}Sc avec le résultat : P (0) = 0.95 ± 0.06 à E_h = 15 MeV.

b) le transfert d'un "quasi - deuton" Δ S = 0, Δ T = 1, est impossible pour des états de parité non naturelle. Les niveaux T = 1 à 8.71 MeV ($J^\pi = 0^-$), 13.72 MeV ($J^\pi = 1^+$) et 9.508 MeV ($J^\pi = 2^-$) ne sont effectivement pas observés par la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N (Ma 68a).

c) pour le transfert d'un deuton Δ S = 1, Δ T = 0, les niveaux de parité naturelle sont tous alignés dans | γ | = 1 [P (0) = 0 et P (1) = P (-1) = 0.5] . Les états $J^\pi = 1^-$ à 5.69 MeV, $J^\pi = 2^+$ à 7.03 MeV et $J^\pi = 3^-$ à 5.83 MeV correspondent à ce cas.

d) pour le transfert d'un deuton Δ S = 1, Δ T = 0, les alignements des états de parité non naturelle dépendent des L de transfert. Les valeurs correspondantes sont reportées dans le tableau 2 pour les niveaux $J^\pi = 1^+$ à 3.95 et 6.21 MeV, $J^\pi = 2^-$ à 5.10 MeV et $J^\pi = 3^+$ à 6.44 MeV.

2) Si la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N ne procède que par la formation du noyau composé ^{15}O, et que l'on suppose un fort recouvrement des états de celui-ci aux énergies d'excitation considérées (théorie statistique de Hauser - Feshbach), alors les alignements des niveaux résiduels sont pratiquement constants en fonction de

TABLEAU 3

ALIGNEMENT P (0) OBTENU DANS LE CADRE DE LA THEORIE DU NOYAU COMPOSE SUIVANT LA VALEUR DES MOMENTS ANGULAIRES DU NIVEAU FINAL, DE LA RESONANCE ET DU PROTON DE SORTIE

		ALIGNEMENT P (0)					
J_f (^{14}N)	J_i (^{15}O)	Moment angulaire total du proton de sortie 1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2
1	1/2	0.33	0.67				
	3/2	0.67	0.11	0.67			
	5/2		0.67	0.05	0.67		
	7/2			0.67	0.03	0.67	
2	1/2		0.40	0.60			
	3/2	0.40	1.00	0.19	0.60		
	5/2	0.60	0.19	1.00	0.11	0.60	
	7/2		0.60	0.11	1.00	0.07	0.60
	9/2			0.60	0.07	1.00	0.05
3	1/2			0.43	0.57		
	3/2		0.43	0.92	0.25	0.57	
	5/2	0.43	0.92	0.25	0.92	0.16	0.57
	7/2	0.57	0.25	0.92	0.16	0.92	0.11
	9/2		0.57	0.16	0.92	0.11	0.92
	11/2			0.57	0.11	0.92	0.08

l'énergie de bombardement (relations 2 ou 3 ou 4), et l'on trouve que $0.40 \leq P(0) \leq 0.55$ quelque soit le niveau final considéré.

3) Si la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N ne procède que par la formation du noyau composé ^{15}O, et que seul un état résonant J_i de celui-ci contribue au mécanisme de formation d'un état final J_f de ^{14}N à une énergie incidente donnée, alors l'alignement correspondant peut très fortement varier d'une énergie à l'autre, suivant les valeurs des moments angulaires de la résonance (J_i) d'une part, et de celui emporté par le proton (j_2) d'autre part (relation 5 et tableau 3).

CHAPITRE II

METHODES EXPERIMENTALES DE MESURES ET D'ANALYSES NUMERIQUES

A. METHODES EXPERIMENTALES DES MESURES

Toutes les expériences ont été faites au Groupe des Laboratoires de Strasbourg - Cronenbourg, en utilisant principalement des faisceaux de particules hélions doublement ionisées, fournis, soit par l'accélérateur Van de Graaff de 6 MV, soit par celui de 4 MV, suivant la plage d'énergies incidentes considérées. Seul dans certaines des premières mesures faites à basse énergie, un faisceau de particules h simplement ionisées a été utilisé, et l'expérience faite à E_h = 3.0 MeV a été faite à l'accélérateur Van de Graaff de 3 MV.

Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés pour l'ensemble des mesures présentées dans ce travail.

1) Mesures des sections efficaces différentielles

La figure 2 représente la boîte à diffusion utilisée dans les mesures des courbes d'excitation et de distributions angulaires de particules. Elle comporte :

- : un collimateur à trois diaphragmes visible sur la gauche de la photographie ;
- : trois bras porte-détecteurs dont deux mobiles et un fixe ;
- : une cage de Faraday disposée à environ deux mètres de la cible.

Son grand diamètre (34,4 cm) nous a permis de placer un petit détecteur de particules au silicium à l'angle $\theta_{labo} = 172^{\circ}$, qui est l'angle moyen de détection du compteur annulaire utilisé dans les mesures de corrélations angulaires. Les courbes d'excitation des 10 états liés de ^{14}N en fonction de l'énergie incidente E_h ont ainsi été mesurées entre E_h = 4 et 11 MeV, par pas de 100 à 200 keV en moyenne. Les détecteurs au silicium, fabriqués au labora-

toire, avaient 7 mm^2 de surface active. Leur résistivité était de 9 k Ω . cm et l'épaisseur de la zone de charge d'espace de 380 /um. Ils avaient une résolution de 22 keV environ sous faisceau. La figure 3 montre les spectres de particules ainsi obtenus, avec ou sans l'utilisation d'un absorbant en aluminium. Les cibles utilisées étaient de minces films auto-supportés de ^{12}C de 40 /ug/cm^2 d'épaisseur, préparées par la méthode de l'arc.

Pour les mesures de distributions angulaires de protons, on utilisait en plus un deuxième détecteur placé sur l'autre bras mobile de la boîte à diffusion, afin de balayer simultanément les angles vers l'avant. Devant celui-ci était placé un absorbant plus épais, afin d'atténuer au maximum dans les spectres, les pics de diffusion élastique et de particules α, qui deviennent particulièrement intenses pour $\theta_{labo} \leqslant 30^o$. Enfin, un troisième détecteur, placé sur le bras fixe à 90^o par rapport à la direction du faisceau incident (fig. 2), servait de moniteur pour la normalisation des mesures faites aux différents angles. Les distributions angulaires des groupes de protons alimentant les 10 états liés de ^{14}N ont ainsi été mesurées à 19 énergies de bombardement comprises entre E_h = 5.10 et 11 MeV, ainsi qu'à E_h = 3 MeV, en utilisant un pas angulaire de 10^o, entre 30^o et 170^o dans le laboratoire. Toutes ces mesures sont normalisées aux courbes d'excitation mesurées à $\theta_{p\ labo} = 172^o$. Les valeurs absolues calculées, et indiquées en mb/sr. sur les figures, sont en accord avec celles reportées par d'autres auteurs (Hi 60 et Ku 64a) à des énergies très voisines. La figure 4 est une vue dans l'espace à trois dimensions (E_h, $\theta_{c.m.}$, $d\sigma / d\Omega$), des résultats ainsi obtenus et rassemblés pour le groupe de protons alimentant le niveau à 7.03 MeV de ^{14}N.

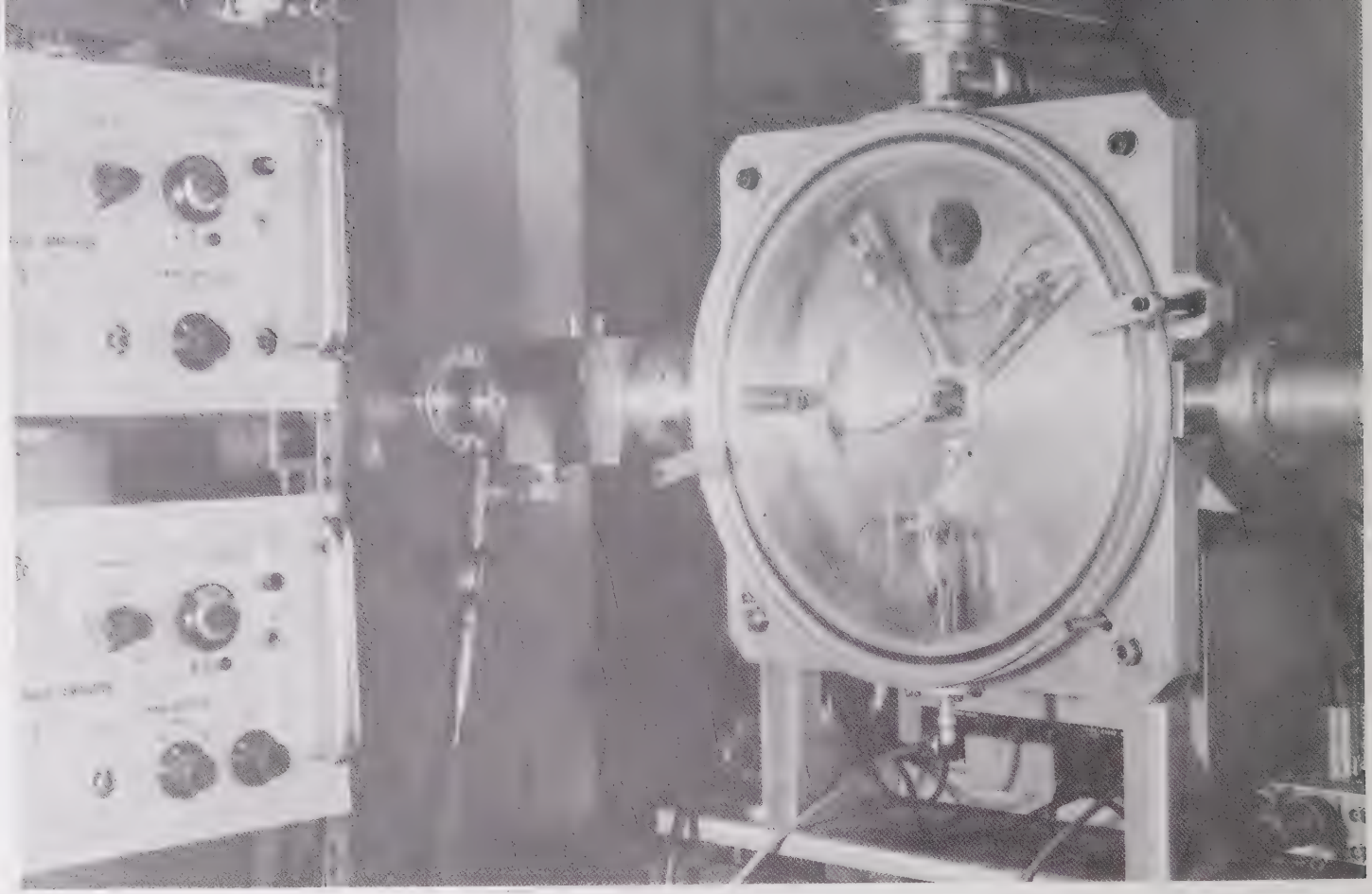


Fig. 2 : Boîte à diffusion utilisée pour les mesures de courbes d'excitation et de distributions angulaires de particules.

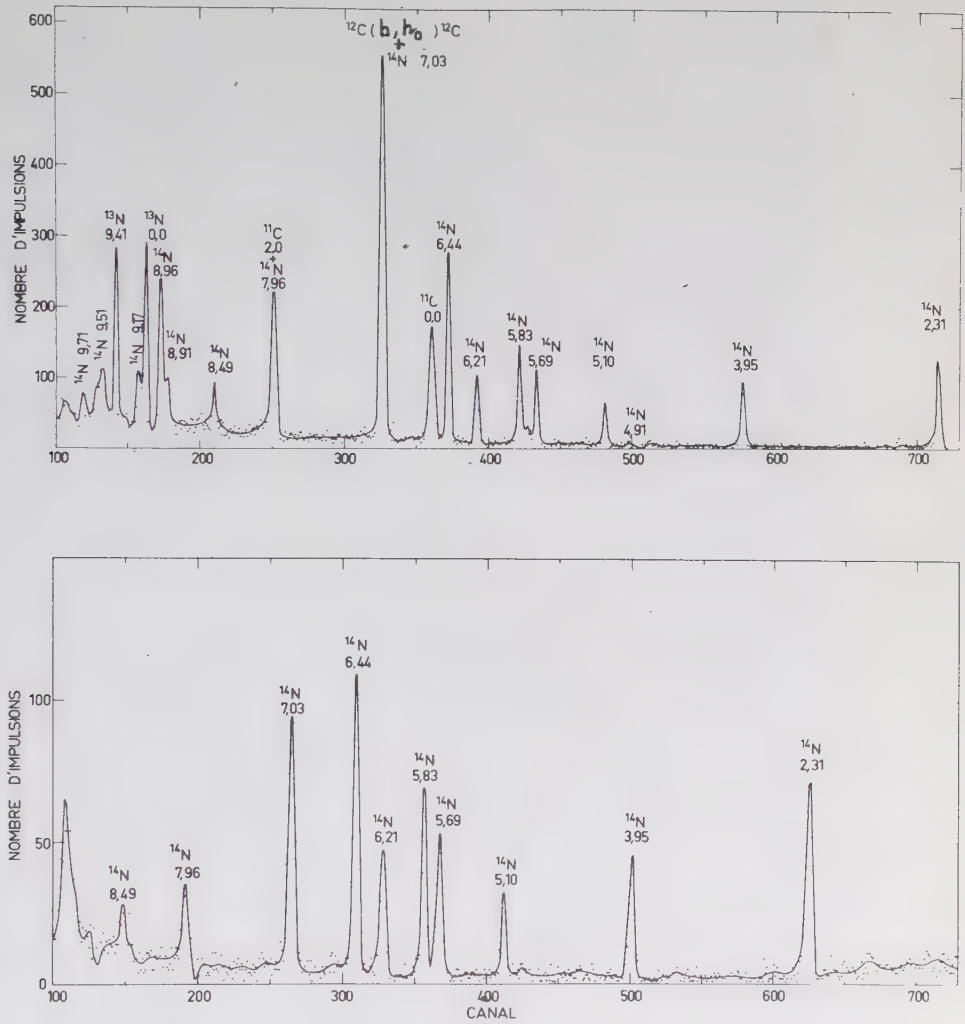


Fig. 3 : Spectres des particules de la réaction $^{12}C + h$ à $E_h = 8.92$ MeV, avec ou sans absorbant placé devant le détecteur placé à $\theta_p = 172^\circ$.

2) Mesures des corrélations angulaires p - γ

Le dispositif expérimental est montré sur la figure 5. L'ensemble boîte à cibles et collimateur utilisé, est identique à celui décrit antérieurement (He 66). Les mesures de coïncidences p - γ ont été faites de deux manières différentes :

a) en disposant un détecteur de particules annulaire à 180^{o} par rapport à la direction du faisceau incident, en coïncidence séparément avec trois détecteurs Na I (Tℓ) disposés à 90^{o}, 45^{o} et 0^{o} (fig. 5) ;

b) en disposant dans la boîte à cibles, en plus du détecteur annulaire à 180^{o}, un détecteur de particules plein à 0^{o}, chacun étant mis en coïncidence avec un détecteur Na I (Tℓ) unique, mobile entre 90^{o} et 0^{o}.

Chaque spectre de coïncidences p - γ était enregistré dans le bloc mémoire d'un analyseur bi-paramétrique de 4096 canaux, dans la configuration de 32 x 128 canaux pour les spectres de particules et de rayonnements γ respectivement. Le premier montage nécessitait trois chaînes électroniques séparées et le second deux, mais pour faire ces mesures simultanément, il aurait fallu six ensembles électroniques qui sont matériellement impossibles à rassembler en même temps. Une solution était d'utiliser un bloc mémoire plus important, tel que celui de l'ordinateur IBM 1800 fonctionnant en ligne avec les accélérateurs, et d'aiguiller les différents spectres. Mais vu l'important taux de comptage, dû à l'utilisation de gros détecteurs γ, un aiguilleur à six voies est vite saturé, et tout le temps d'accélérateur que l'on gagne à enregistrer simultanément deux corrélations angulaires complètes, est en grande partie perdu par le temps mort de l'appareil.

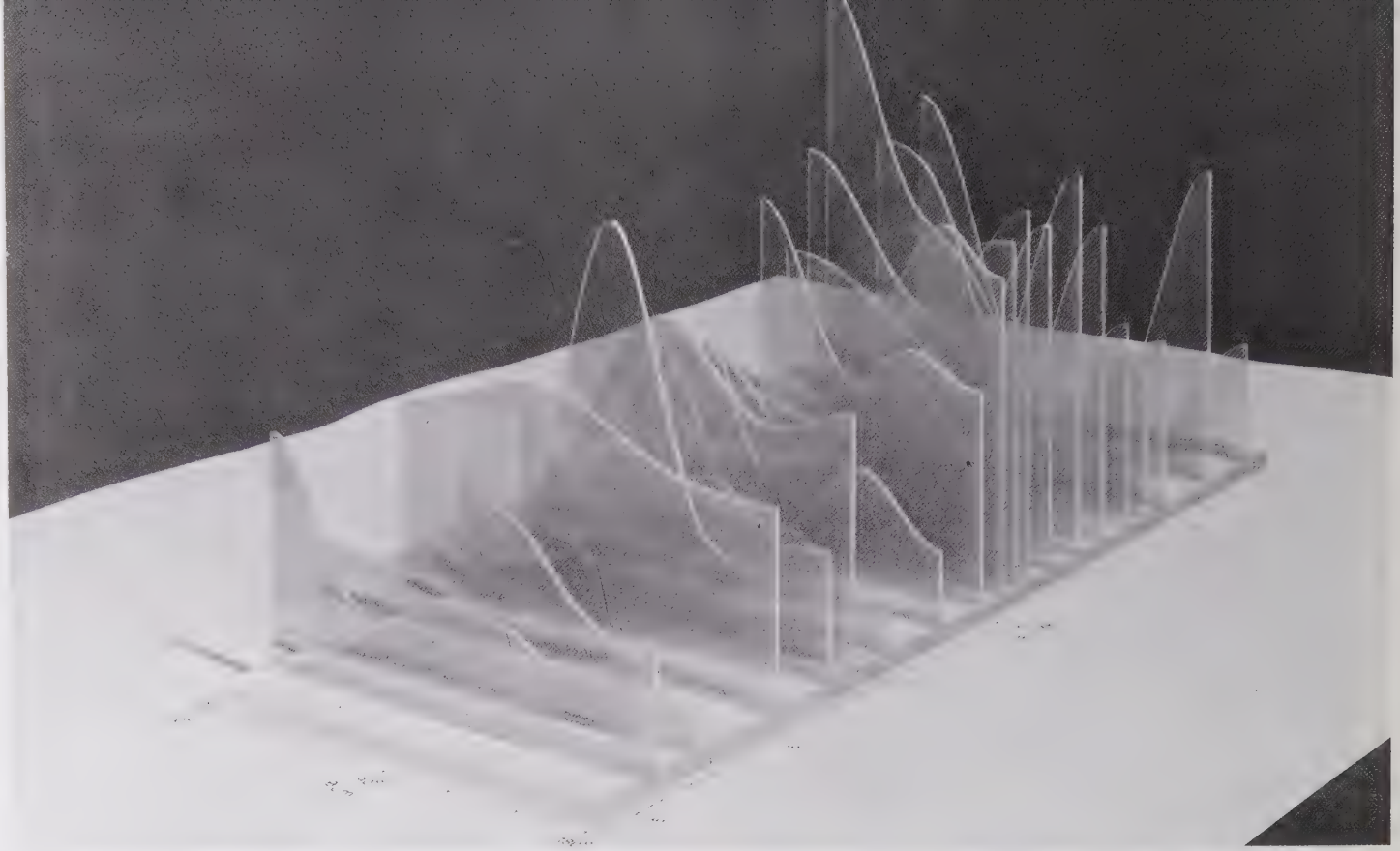


Fig. 4 : Représentation bi-paramétrique des mesures d'excitation et de distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 7.03 MeV.

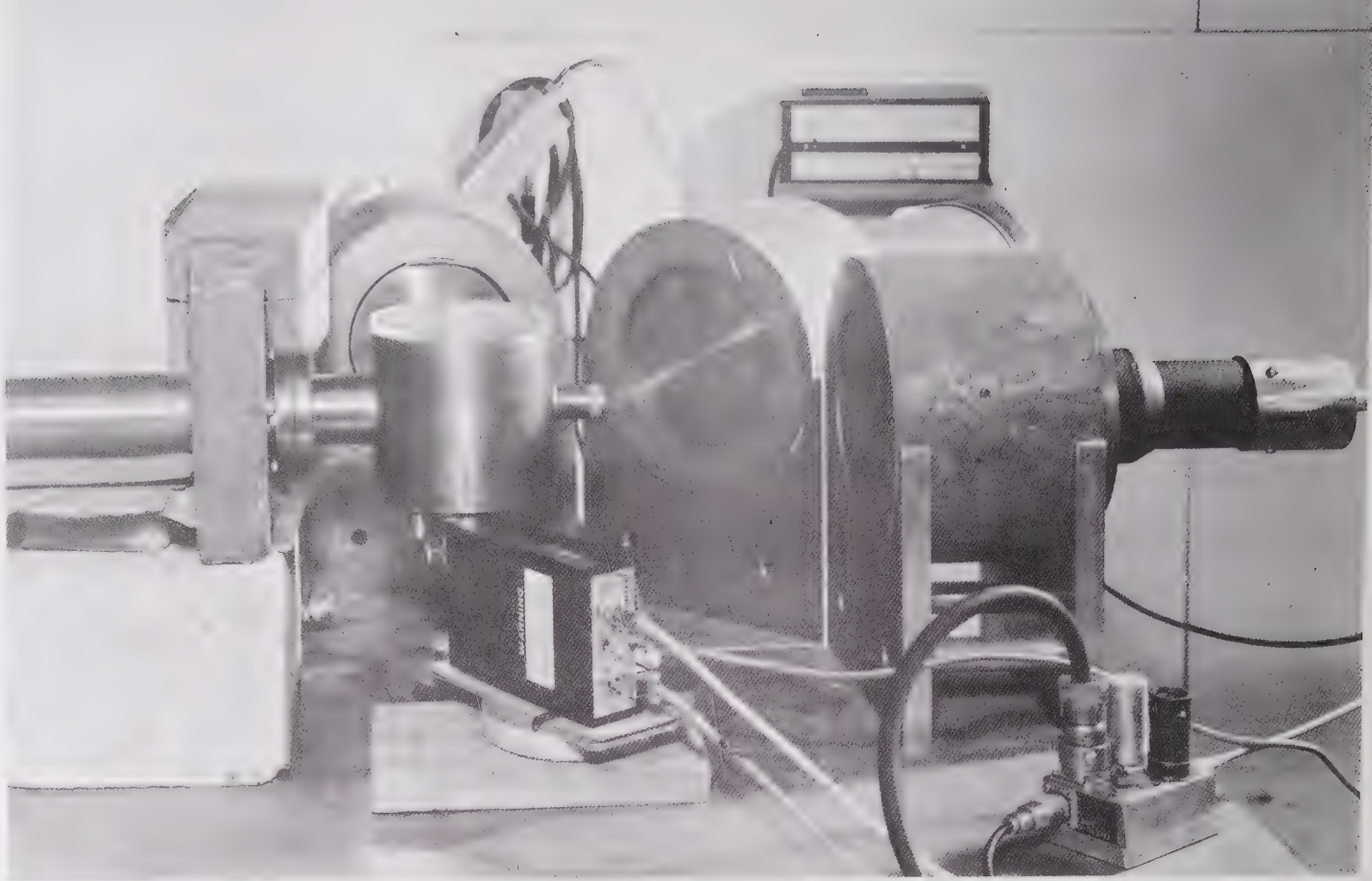


Fig. 5 : Ensemble expérimental utilisé pour la mesure des corrélations angulaires suivant la configuration 1.

Dans la première configuration utilisée, les détecteurs Na I (Tℓ) disposés à 90^{o} et 45^{o} avaient 5" x 5" de dimensions, alors que celui placé à 0^{o} était un cristal de 5" x 6". Nous avions vérifié, à l'aide d'une source de ^{60}Co, que la plus grande profondeur du cristal placé à $\theta_{\gamma} = 0^{o}$ compensait presque exactement l'absorption des rayonnements γ dans la petite cage de Faraday disposée à $\theta_{p} = 0^{o}$ dans la boîte à réactions. Dans la deuxième configuration utilisée, nous avons pu vérifier, en enregistrant en plus des corrélations angulaires faites avec le détecteur particules plein placé à 0^{o}, que l'on retrouvait bien à 180^{o} les résultats déjà connus. Ainsi, toute erreur systématique, de calibrage en énergie ou changement quelconque sur les accélérateurs, était écartée. Par ailleurs, les résultats à $\theta_{\gamma} = 0^{o}$, étaient à corriger à cause d'une importante absorpiton des rayonnements γ, due à la présence du détecteur de particules placé à cet angle (12 % pour les lignes du ^{60}Co). Notons également que nous avions colimaté le détecteur de particules plein, placé à $\theta_{p} = 0^{o}$, de façon à ce que celui-ci soit vu depuis la cible, sous le même demi-angle d'ouverture maximum (12^{o}) que le détecteur annulaire.

Les cibles de ^{12}C auto-supportées avaient, dans toutes les expériences de corrélations angulaires, des épaisseurs comprises entre 100 et 120 $\mu g/cm^{2}$. Pour la deuxième configuration utilisée, elles étaient déposées sur des feuilles d'argent ou d'or d'épaisseur variant de 0.02 à 0.04 mm suivant l'énergie incidente. Ces épaisseurs ont été calculées au plus juste, pour arrêter le faisceau d'hélions, mais également pour absorber au minimum les groupes de protons.

La résolution des détecteurs de particules annulaires, fabriqués au laboratoire (200 mm^{2} de surface, résistivité 1 k Ω.cm), n'était que de l'ordre de 100 à 150 keV sous faisceau, en utilisant

des absorbants adéquats pour stopper les groupes de particules h et α. La résolution des détecteurs pleins (120 mm^2 de surface, résistivité 10 kΩ . cm) était de 250 à 300 keV environ, à cause des feuilles d'argent ou d'or disposées derrière la cible. Ceci ne constituait pas un trop gros handicap puisque, d'une part nous ne nous sommes intéressés qu'aux corrélations angulaires de rayonnements γ bien séparés en énergie, et que, d'autre part, l'espacement des niveaux liés de ^{14}N (par groupe de 2) est de l'ordre de 500 keV du troisième au dixième état excité.

Ainsi, en utilisant successivement les deux configurations décrites ci-dessus, nous avons mesuré les corrélations angulaires p - γ à 32 énergies incidentes comprises entre E_h = 4.62 et 11 MeV.

B. EXPLOITATIONS NUMERIQUES DES MESURES

1) Distributions angulaires de protons

Les distributions angulaires expérimentales ont été lissées par un développement en polynômes de Legendre d'ordres k, pairs et impairs, et dont le maximum ne dépassait pas la valeur k = 6, sauf pour le niveau à 6.44 MeV. En effet, le nombre N de points expérimentaux pour une mesure donnée, variait entre 12 et 15, et l'on constate qu'au delà de k = N/2, les lissages de courbes commencent à osciller entre les points d'une façon non réaliste. On constate d'ailleurs, sur les figures représentant les variations des coefficients des polynômes de Legendre en fonction de E_h, qu'il n'est très souvent pas nécessaire de pousser aussi loin, et a fortiori plus loin, l'ordre du développement.

Toutes les distributions angulaires, qui sont présentées dans le prochain chapitre, ont été traitées à l'aide de l'ordinateur IBM 1130 du laboratoire. Par le programme écrit à cet effet, on lissait d'abord les points expérimentaux, comme il a été indiqué ci-dessus, et la courbe correspondante était tracée, en trait plein sur les figures. Ensuite, les distributions angulaires calculées, soit dans le cadre de l'interaction directe, soit selon la théorie statistique du noyau composé, étaient tracées sur le même graphique, en pointillé et en trait-tiré respectivement. Toutes les courbes théoriques ont été normalisées par leurs sections efficaces totales calculées, à celles déduites du lissage des points expérimentaux, pour l'angle solide entier $\Omega = 4\pi$. Ce choix permet de juger plus facilement, à la vue des figures, de l'accord entre les formes de courbes expérimentales et théoriques. Il se justifie également, compte tenu du fait que la valeur du facteur de normalisation, dans le cas de l'interaction directe, n'a pas de sens physique, alors que dans le cas du noyau composé il est souvent voisin de l'unité.

2) Corrélations angulaires p - γ

De la méthode d'analyse des corrélations angulaires, mesurées dans la géométrie colinéaire II de Litherland et Ferguson (Li 61), nous ne rappelons ci-dessous que les relations qui intéressent directement ce travail.

L'expression générale théorique de la fonction de corrélation angulaire, donnée au début des calculs d'alignement dans le chapitre précédent, se réduit, dans la géométrie utilisée, à (Po 65) :

$$W(\theta)_{th.} = \sum_{k\ pair} \rho_k(J_f) F_k(J_f J'_f) Q_k P_k(\cos\theta) = \sum_{k\ pair} a_k P_k(\cos\theta)$$

Les mesures effectuées sont lissées par un développement en polynômes de Legendre d'ordres pairs :

$$W(\theta)_{exp.} = A_o + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) + \ldots\ldots$$

et l'on a : $a_k = \dfrac{A_k}{A_o} = \rho_k(J_f)\ F_k(J_f J'_f)\ Q_k$

Cette relation permet de comparer directement les coefficients a_k expérimentaux et théoriques. Ces derniers comprennent :

- les coefficients $F_k(J_f J'_f)$ qui se rapportent à la transition électromagnétique de désexcitation de l'état J_f vers le niveau J'_f, de multipolarité $\mathcal{L}$, $\mathcal{L}+1$. Ils s'écrivent (Po 65) :

$$F_k(J_f J'_f) = \left[F_k(\mathcal{L}\,\mathcal{L}\,J'_f J_f) - (-)^{\sigma} 2\delta\, F_k(\mathcal{L}\,\mathcal{L}+1\,J'_f J_f) + \delta^2 F_k(\mathcal{L}+1\,\mathcal{L}+1\,J'_f J_f)\right] \times 1/(1+\delta^2)$$

où le mélange multipolaire δ est donné par :

$$\delta = \langle J'_f \| \mathcal{L} + 1 \| J_f \rangle \; / \langle J'_f \| \mathcal{L} \| J_f \rangle$$

Pour σ nous avons adopté la convention de signe de Poletti et Warburton (Po 65). Ces mêmes auteurs ont également tabulé les valeurs des coefficients $F_k (\mathcal{L} \mathcal{L}' J'_f J_f)$.

- les coefficients Q_k d'atténuation des détecteurs γ ont été calculés à partir des tables de Rutledge (Ru 64).

- les tenseurs statistiques $\rho_k (J_f)$ [écriture abrégée pour $\rho_{k0} (J_f J_f)$] s'écrivent, compte tenu de leur relation de définition donnée dans le chapitre précédent :

$$\rho_k (J_f) = \sum_\gamma \rho_k (J_f, \gamma) P(\gamma) \text{ avec } \rho_k (J_f, \gamma) = (2 - \delta_{\gamma o}) \frac{\langle J_f \gamma J_f - \gamma | k 0 \rangle}{\langle J_f \gamma J_f - \gamma | 0 0 \rangle}$$

Les $\rho_k (J_f, \gamma)$ ont été tabulés en fonction de J_f, γ et k (Po 65).

On en déduit que les alignements $P(\gamma)$ sont les solutions du système d'équations :

$$\boxed{\begin{array}{c} \sum_\gamma \rho_k (J_f, \gamma) P(\gamma) = a_k / F_k (J_f J'_f) Q_k \\ \\ \sum_\gamma P(\gamma) = 1 \end{array}} \qquad (6)$$

Dans toutes les relations rappelées ci-dessus, en principe rien ne permet de différencier mathématiquement une mesure où les particules sont détectées à 0° ou 180° (Li 61). Seuls les facteurs de population $P(\gamma)$, considérés habituellement comme des paramètres

libres que l'on détermine expérimentalement (relation 6), peuvent être les seuls responsables, pour un niveau J_f donné, de toute différence entre les corrélations angulaires mesurées, soit à différentes énergies de bombardement, soit pour une énergie donnée, à 0^o ou 180^o. Les coefficients P (γ) ne dépendent que du mécanisme de la réaction, et la technique des corrélations angulaires permet leur mesure directe (relation 6), avec une bonne précision dans la majorité des cas traités. En effet, le choix d'expériences, faites pour la plus part d'entre elles uniquement à trois angles, s'explique, d'une part par l'ordre maximum k du développement en polynômes de Legendre pairs, qui est limité à la valeur $k \leq \min (2a, 2L, 2L')$, et, d'autre part :

a) pour les niveaux J = 1, W (θ)est une fonction linéaire en $\cos^2 \theta$ et ainsi trois points de mesures à $\theta_\gamma = 90^o$, 45^o et 0^o suffisent à déterminer avec précision la pente de cette droite. De plus, seules ont été considérées les corrélations angulaires relatives aux transitions pures des niveaux à 6.21, 5.69 et 3.95 MeV vers l'état $J^\pi = 0^+$ à 2.31 MeV. Cela permet de déduire les alignements sans avoir à tenir compte de valeurs de mélanges multipolaires δ et de leurs erreurs. Ces transitions constituent d'ailleurs, pour chacun de ces trois niveaux, la branche de désexcitation la plus intense. Les relations (6) s'écrivent pour ces états :

$$\boxed{\begin{aligned} P(0) &= -0.6873\, a_2 + 0.3333 \\ P(1) &= +0.3436\, a_2 + 0.3333 \end{aligned}} \qquad (7)$$

b) pour le niveau $J^\pi = 2^+$, à 7.03 MeV, qui se désexcite à 100 % à l'état fondamental $J^\pi = 1^+$, un développement à l'ordre k = 4

est nécessaire. Cependant, nous connaissons avec précision (Ga 67) la valeur du mélange multipolaire de cette transition : δ (E2/M1) = 0.637 $\pm$ 0.028. La parabole, correspondant à W (θ) en fonction de $\cos^2\theta$, change complètement de forme suivant l'alignement (fig. 2 de la référence Ga 67), ce qui est également visible sur la figure 6 à la vue de la grande plage des valeurs possibles pour le coefficient a_4. Nous avons reporté, sur cette même figure, quelques mesures avec leurs erreurs, à titre indicatif. On constate que les expériences faites aux trois angles permettaient d'obtenir des précisions suffisantes. Les relations (6) s'écrivent pour l'alignement de ce niveau :

$$\begin{aligned} P(0) &= -0.2327\, a_2 + 1.7132\, a_4 + 0.2000 \\ P(1) &= -0.1164\, a_2 + 1.1421\, a_4 + 0.2000 \\ P(2) &= +0.2327\, a_2 + 0.2855\, a_4 + 0.2000 \end{aligned} \qquad (8)$$

c) pour le niveau $J^\pi = 2^-$, à 5.10 MeV, les facteurs de population ont été obtenus en analysant la transition M2 pure de 21 % : 5.10 → 2.31 MeV. Comme pour le niveau à 7.03 MeV, la forme de la parabole W (θ) en fonction de $\cos^2\theta$ est extrêmement sensible à l'alignement, comme l'illustre le triangle des valeurs des coefficients a_k possibles, représenté sur la figure 6. Les quelques mesures qui y sont reportées, illustrent le fait que la précision obtenue avec trois angles de mesures est également suffisante. Les relations (6) se réduisent à :

$$\begin{aligned} P(0) &= +0.4124\, a_2 - 0.3297\, a_4 + 0.2000 \\ P(1) &= +0.2062\, a_2 + 0.2198\, a_4 + 0.2000 \\ P(2) &= -0.4124\, a_2 - 0.0549\, a_4 + 0.2000 \end{aligned} \qquad (9)$$

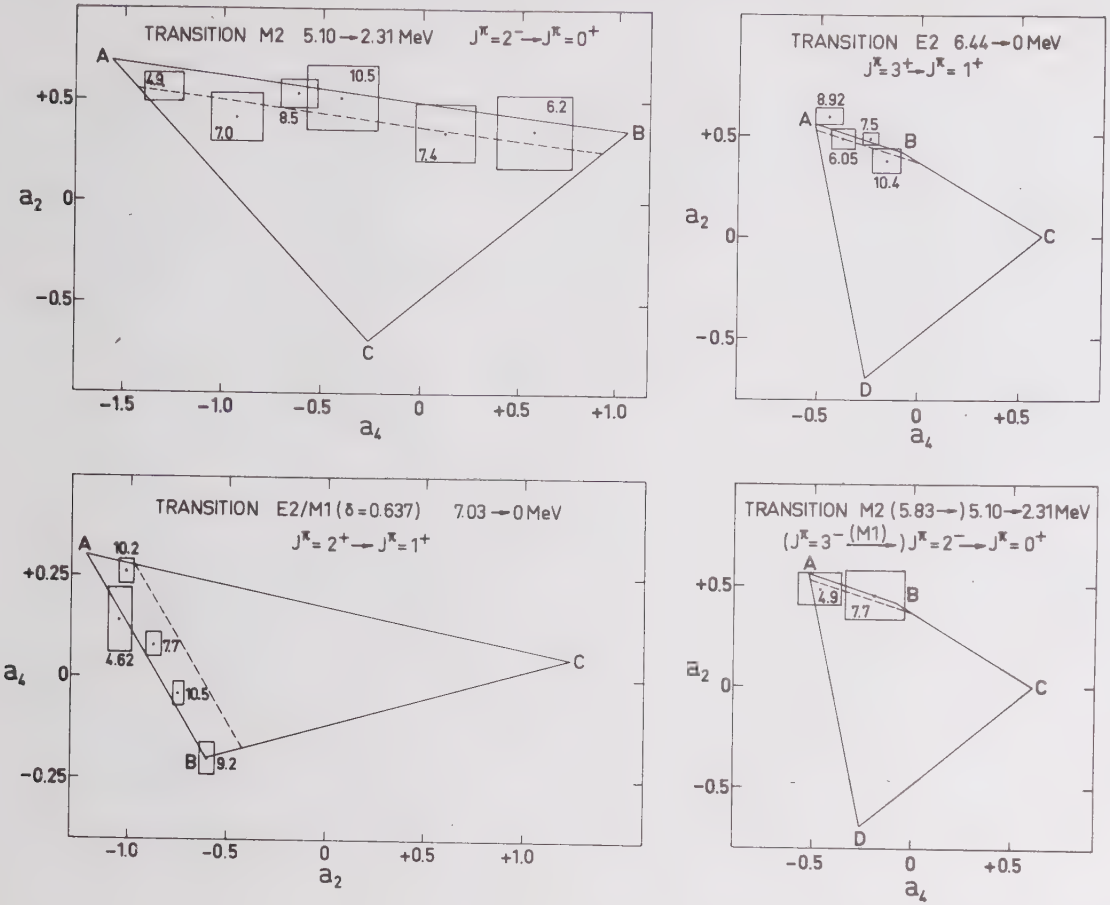


Fig. 6 : Polygônes délimitant les valeurs possibles des coefficients a_2 et a_4 théoriques des corrélations angulaires relatives aux transitions indiquées. Les points A, B, C et D correspondent respectivement à un alignement total du niveau émetteur dans les sous états magnétiques $|m| = 0, 1, 2$ et 3.

Pour les deux niveaux J = 3, à 6.44 et 5.83 MeV, la situation est beaucoup moins favorable. Afin de déterminer les alignements, seules peuvent être exploitées les corrélations angulaires relatives, pour le niveau à 6.44 MeV, à la transition E2 pure de 74 % vers l'état fondamental, et pour celui à 5.83 MeV, à la transition M2 pure en cascade (5.83 $\longrightarrow$) 5.10 $\longrightarrow$ 2.31 MeV. La figure 6 montre les quadrilatères correspondants, entourant les valeurs possibles des coefficients a_k. Ils sont identiques pour les deux transitions considérées, si on suppose que celle de 730 keV : 5.83 $\longrightarrow$ 5.10 MeV est de caractère M1 pure, ce qui est pratiquement le cas (Go 66) : $\delta = - 0.044 \pm 0.022$. A la vue de cette figure, on constate que la plage de variation de ces coefficients est faible, compte tenu des erreurs expérimentales, et il n'a pas été possible d'étudier en détail les alignements de ces deux niveaux. Les mêmes constations se rapportent à la faible branche de désexcitation de 19 % : 6.44 $\longrightarrow$ 3.95 MeV, dont l'analyse est strictement identique à celle de 6.44 $\longrightarrow$ 0 MeV. Pour le niveau à 5.83 MeV, la transition M1 de 730 keV correspond à $- 0.39 \leqslant a_2 \leqslant - 0.29$ et $a_4 = 0$ pour $0 \leqslant P(0) \leqslant 1$, ce qui est encore plus faible comme variations possibles que précédemment. Enfin, la corrélation angulaire, relative à la transition de 29 % du niveau à 5.83 MeV vers l'état fondamental, nécessite un développement à l'ordre k = 6, ce qui demande des mesures faites à huit angles environ (Ga 69).

Dans toutes les analyses des corrélations angulaires, nous avons tenu compte d'un possible alignement dans les sous états magnétiques $|\gamma| \geqslant 2$ (pour $J_f \geqslant 2$), dû aux dimensions finies des détecteurs au silicium (Li 61). Pour les deux niveaux J = 2, à 7.03 et 5.10 MeV, la valeur de P (2), qui était considérée comme un paramètre libre dans les relations 8 et 9, a toujours été trouvée

en moyenne inférieure à 0.05, compte tenu des erreurs (figure 6). Ce résultat confirme la limite maximum, généralement admise (Po 65), de 10 % de population possible pour de tels sous états magnétiques.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour chacun des dix états liés de ^{14}N, analysés ci-dessous, tous les résultats obtenus en fonction de l'énergie incidente des hélions sont présentés dans des figures classées chaque fois dans l'ordre suivant :

a) Sur la première sont représentées, la courbe d'excitation ou section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^o$, en trait plein, et la section efficace totale expérimentale, en pointillé, obtenue par intégration des courbes de distributions angulaires. La section efficace totale, calculée par la théorie statistique du noyau composé, y est représentée en trait-tiré.

b) Sur la seconde sont reportées les distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau considéré. Le lissage des points expérimentaux par un développement en polynômes de Legendre, y est représenté en trait plein. Les distributions angulaires calculées, avec la théorie de l'interaction directe et avec la théorie statistique du noyau composé, y sont reportées en pointillé et en trait-tiré, respectivement. Ces courbes sont toutes normalisées à la première, comme il a été indiqué dans le chapitre précédent.

c) Pour les niveaux de 3.95 à 7.03 MeV inclus, la troisième figure représente les variations des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre, obtenus dans le lissage des distributions angulaires expérimentales de protons.

d) Suivant le cas, la quatrième figure représente les variations de l'alignement P (0), obtenu par les mesures de corrélations angulaires, avec les détecteurs de particules placés à $\theta_p = 180^o$ et à $\theta_p = 0^o$. Les courbes en pointillé et en trait-tiré sont les prévisions théoriques pour P (0) calculées, soit dans le cadre

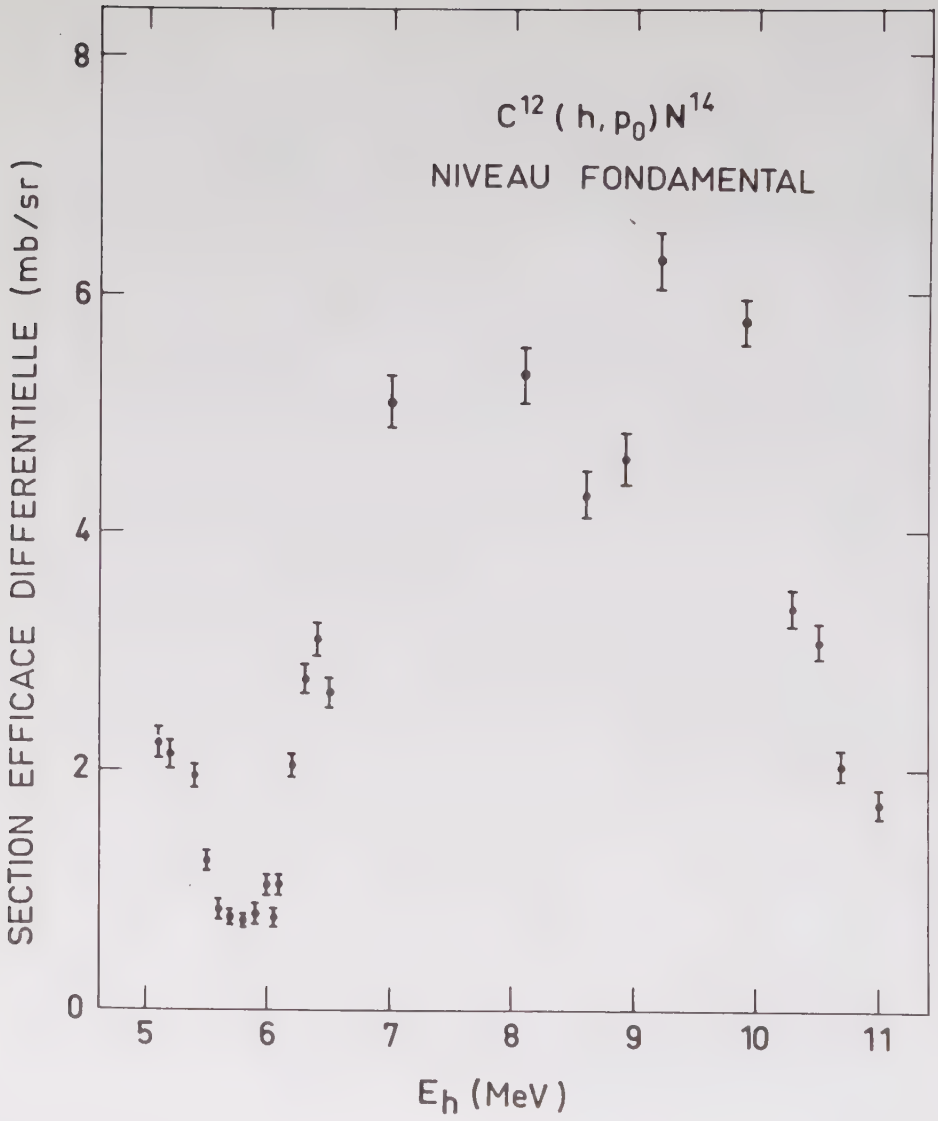


Fig. 7 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^\circ$ dans le laboratoire.

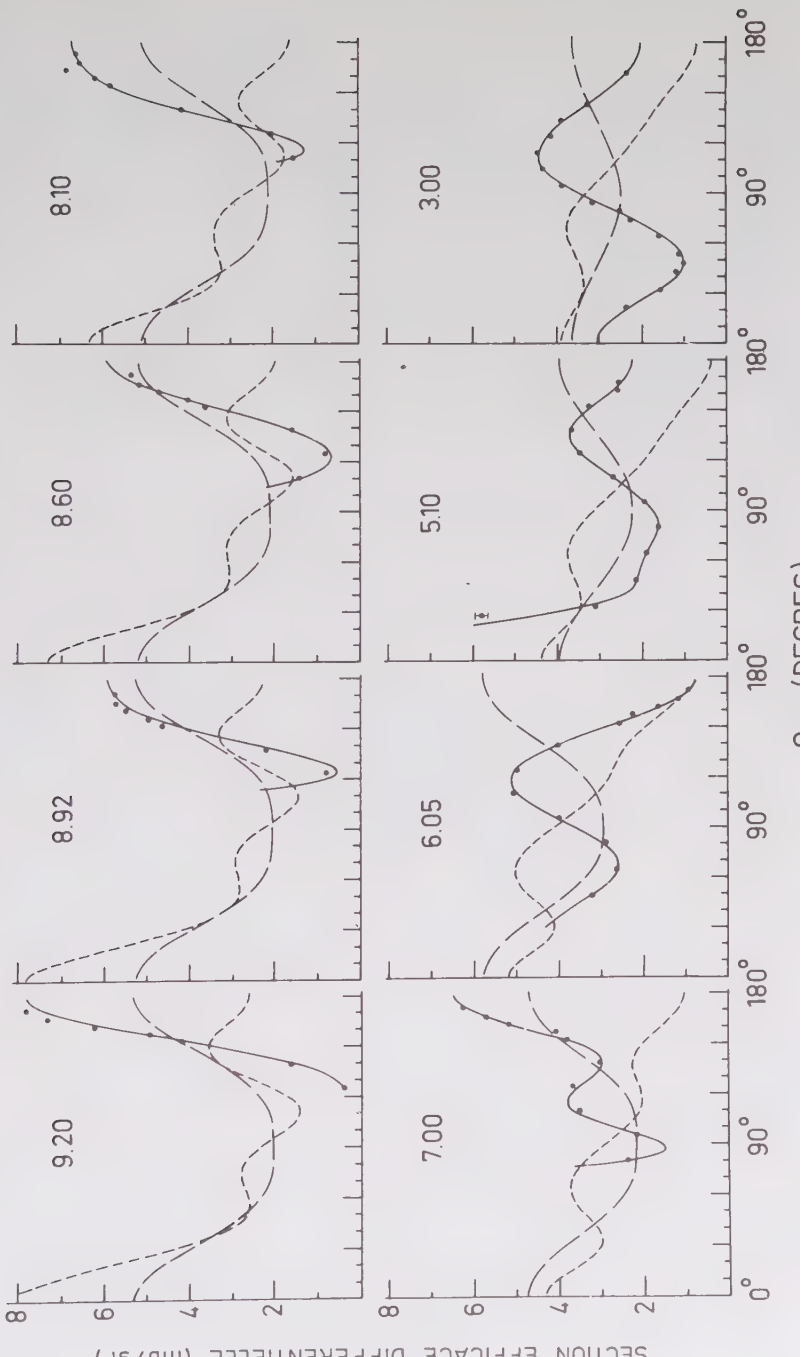


Fig. 8 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau fondamental de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement, au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

de l'interaction directe (I.D.), soit dans celui de la théorie statistique du noyau composé de Hauser et Feshbach (H.F.), par les relations (1) et (2) respectivement.

1) NIVEAU FONDAMENTAL (Fig. 7 et 8)

Au début de ce travail, nous ne disposions pas encore de détecteurs au silicium capables d'arrêter des protons d'énergie supérieure à 10 MeV, ce qui explique les résultats fragmentaires présentés dans les fig. 7 et 8. Kuan et al. (Ku 64a) avaient clairement montré une structure en résonances larges, pour $E_h \lesssim 5.4$ MeV, dans l'excitation de ce niveau aux angles vers l'arrière. Ce phénomène est également visible sur la fig. 7, où on constate une importante structure entre 7 et 8 MeV, ainsi que vers 9 et 10 MeV, qui a également été observée par Hinds et Middleton (Hi 60), à $\theta_p = 10^\circ$ et 90°. Les distributions angulaires, monotones sous 2.5 MeV (Br 57), changent déjà rapidement de forme entre 3.0 et 5.0 MeV (Ku 64a). De telles variations ont lieu jusqu'à environ 11 MeV. En effet, on observe de fortes remontées aux angles vers l'avant jusqu'à 9.4 MeV (Hi 59), ainsi qu'aux angles vers l'arrière (fig. 8), alors qu'à $E_h = 10.1$ MeV la distribution angulaire est pratiquement isotrope (Hi 59). A $E_h = 13.9$ MeV, Priest et al. (Pr 60) mettent clairement en évidence un mécanisme de transfert direct du deuton, de nature L = 2 et non L = 0. Ce résultat est confirmé à $E_h = 20.1$ MeV (Ma 68a). Enfin, il est à noter que seules des mesures de polarisation permettraient d'étudier l'alignement d'un niveau fondamental.

2) NIVEAU A 2.31 MeV (Fig. 9 et 10)

C'est pour les mêmes raisons que celles invoquées dans le cas de l'état fondamental, que les fig. 9 et 10 ne présentent pas

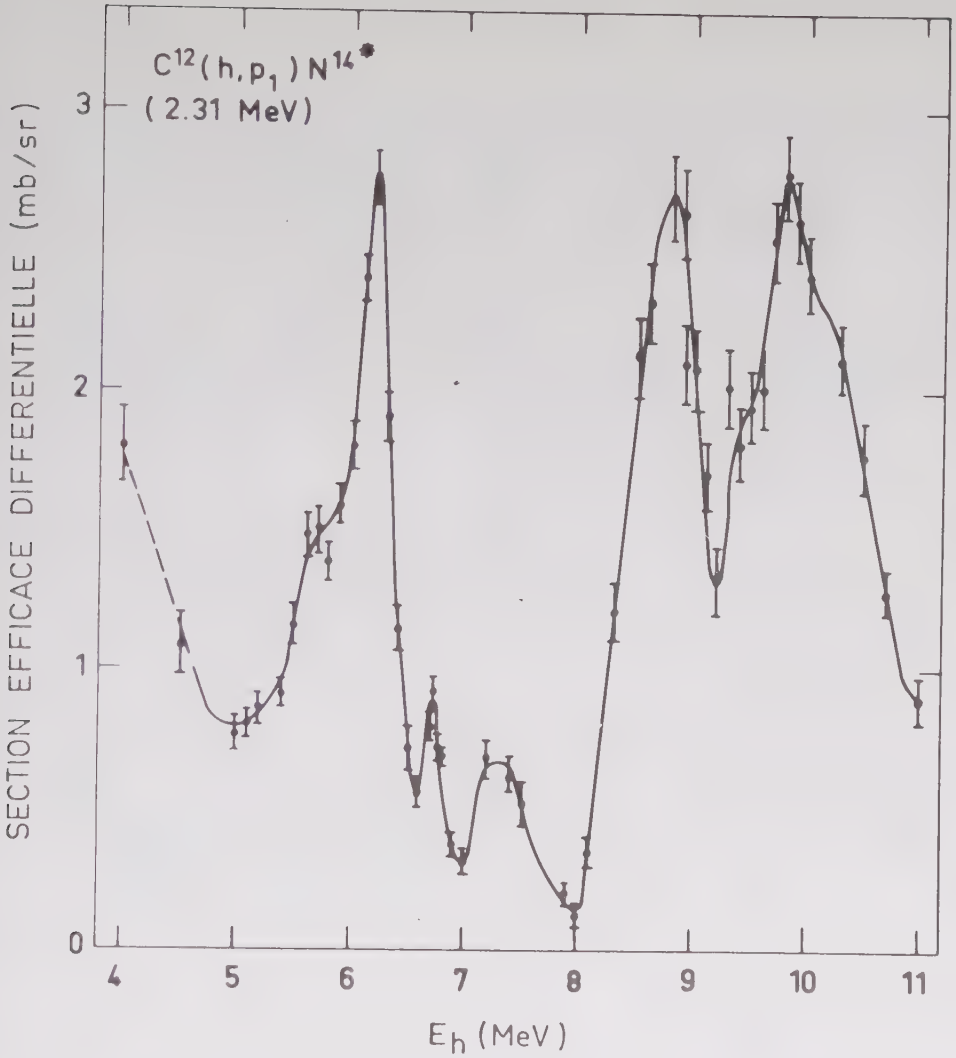


Fig. 9 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^\circ$ dans le laboratoire.

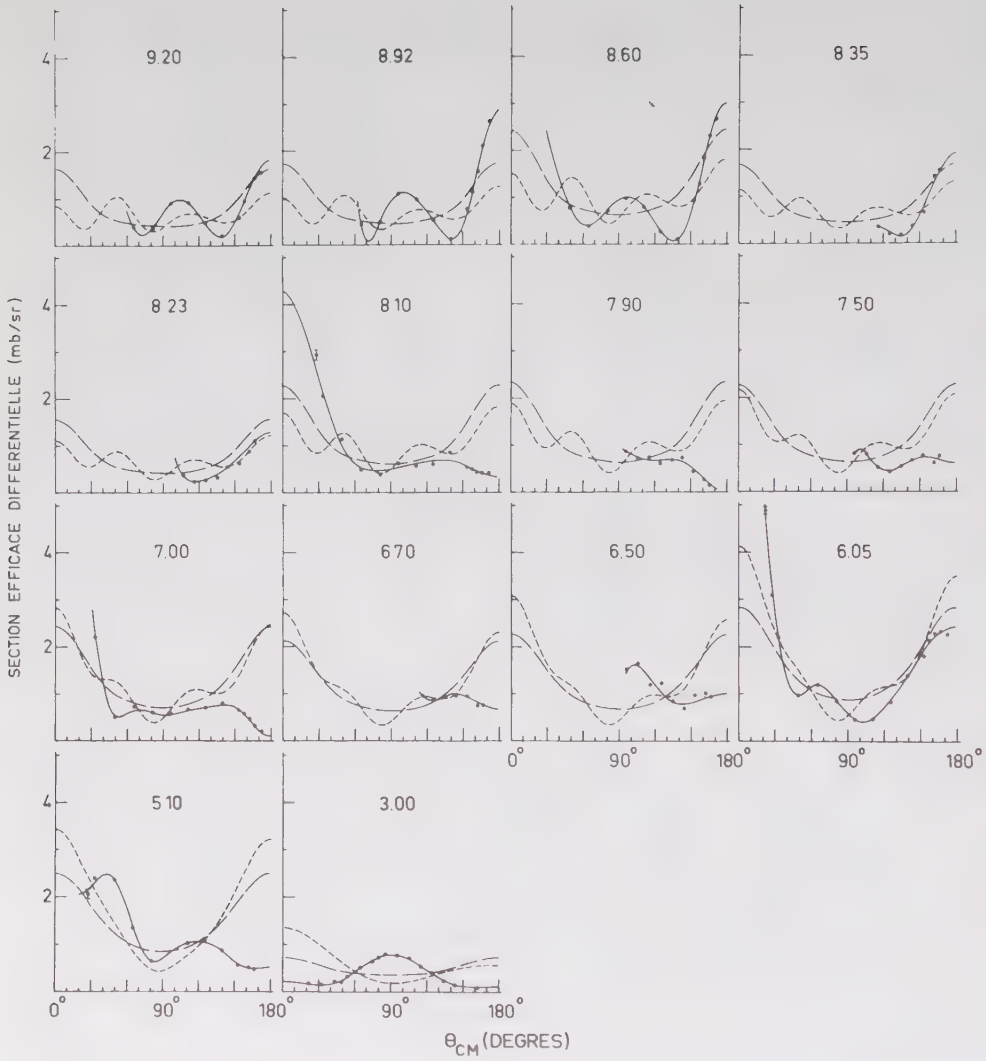


Fig. 10 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 2.31 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

de résultats complets. Il est à remarquer que pour ce niveau $J^{\pi} = 0^{+}$, T = 1, les distributions angulaires de particules, qui changent très rapidement de forme pour $E_h < 5$ MeV (Ku 64a), présentent ensuite, de 6 à 11 MeV, une forme de plus en plus caractéristique d'un "stripping" de nature L = 0. Ceci apparait en comparant la courbe théorique correspondante (fig. 10), aux points expérimentaux pour les angles vers l'avant, reportés par Hinds et Middleton (Hi 60). Fulbright et al. (Fu 65) ont comparé, pour $6.5 \lesssim E_h \lesssim 11$ MeV, les sections efficaces différentielles et totales des réactions ^{12}C (h, n_0) ^{14}O et ^{12}C (h, p_1) ^{14}N. Pour ces deux états isobariques analogues, les distributions angulaires sont semblables et, tel que le prévoit l'interaction directe (Ad 70), le niveau fondamental de ^{14}O est environ deux fois plus excité que l'état à 2.31 MeV de ^{14}N. Mais, comme le font remarquer ces auteurs, l'excitation de ces états est de nature résonante (fig. 9). Ceci ne constitue pas obligatoirement une contradiction, mais indique que le mécanisme de formation de ce niveau est plus complexe que ne le décrit le modèle de l'interaction directe.

3) NIVEAU A 3.95 MeV (Fig. 11, 12, 13 et 14)

Un intérêt tout particulier a été porté à l'analyse de cet état, de même configuration prédominante que celui à 7.03 MeV pour lequel avaient été entreprises les premières mesures (Ga 67). Les deux niveaux font partie du quadruplet d'états $(p\ 3/2,\ p\ 1/2)^{-1}$, couplés à $J^{\pi} = 1^{+}$ (niveau à 3.95 MeV) et $J^{\pi} = 2^{+}$ (niveau à 7.03 MeV), encore appelés "états à excitation du coeur" de ^{12}C. De ce fait, il ne sont pas privilégiés par l'interaction directe, même si on considère pour ^{12}C, que la fonction d'onde de l'état fondamental ne correspond qu'à un coeur $(p\ 1/2)^{0}$ fermé à 40 %, selon le modèle de Cohen et Kurath (Co 65). En effet, on constate un bon

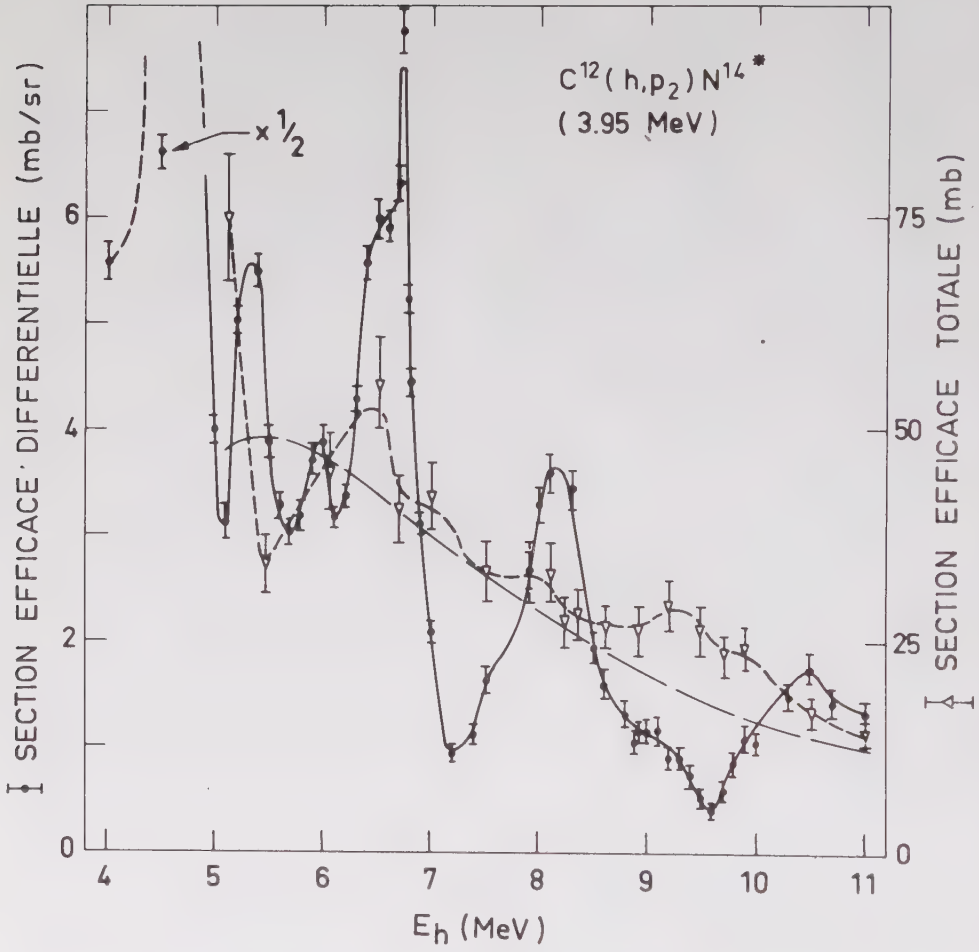


Fig. 11 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^\circ$ dans le laboratoire : ⟊ et trait plein. Section efficace totale : ⟊ et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

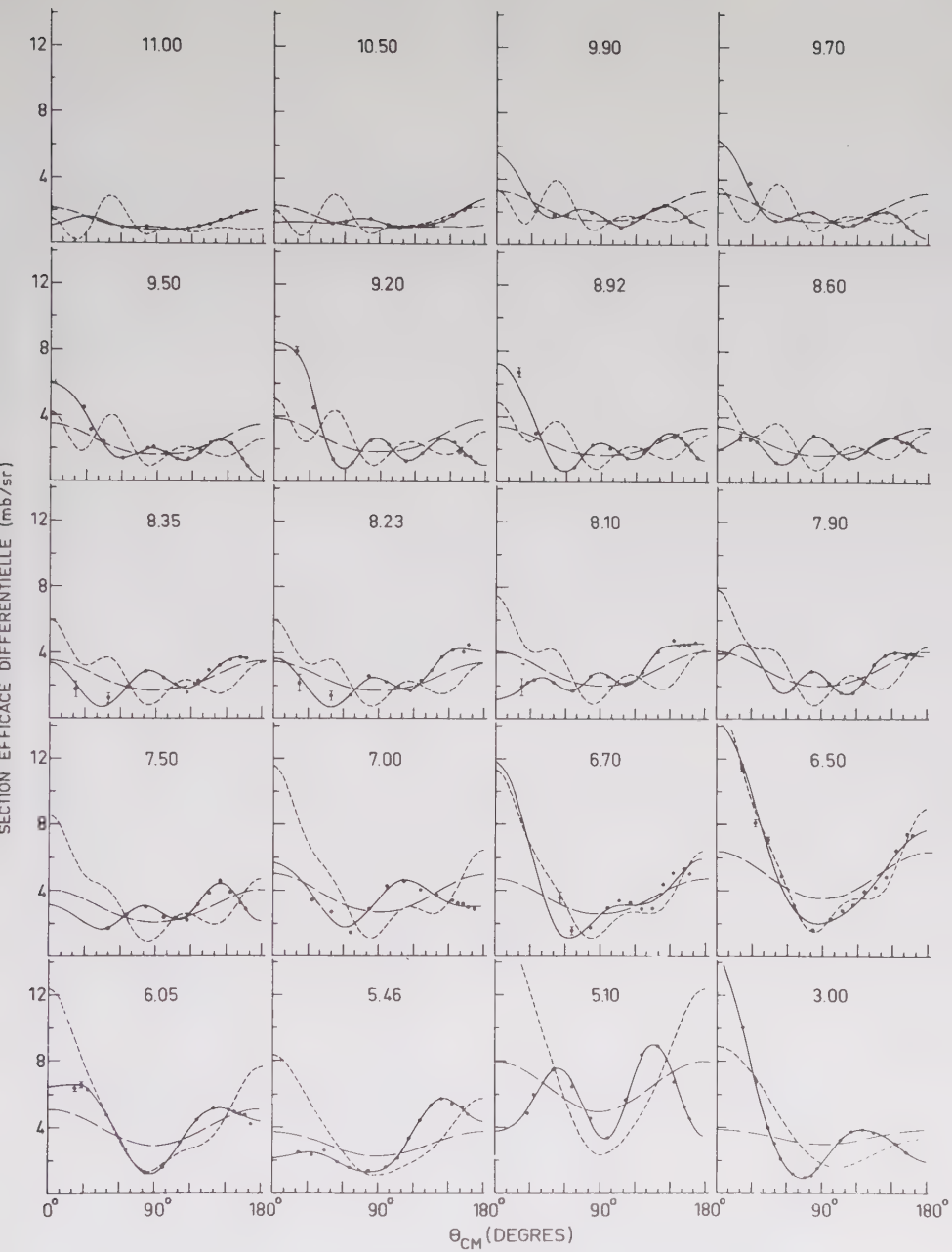


Fig. 12 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 3.95 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

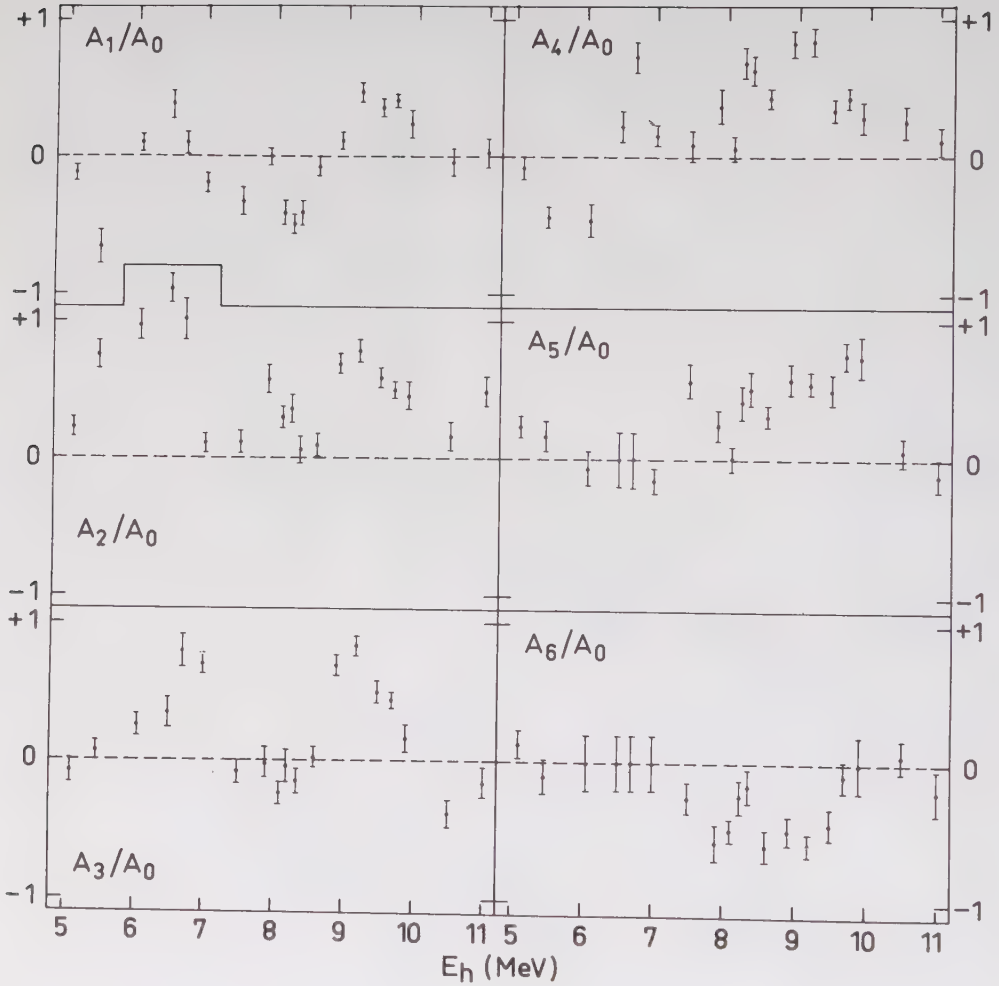


Fig. 13 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 3.95 MeV.

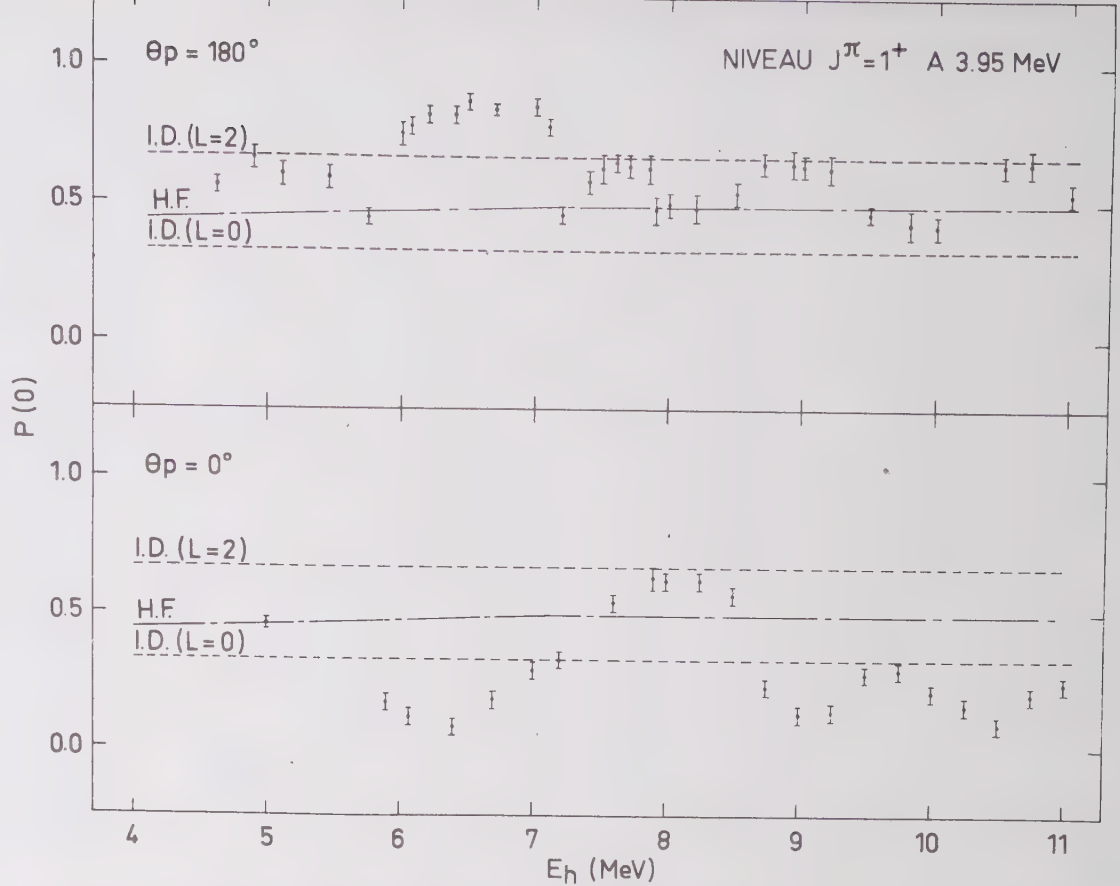


Fig. 14 : Variations expérimentales en fonction de E_h, de l'alignement du niveau à 3.95 MeV dans le sous état magnétique $\gamma = 0$. Les prédictions théoriques pour P (0) dans le cadre de l'interaction directe (I.D.) et du modèle statistique de Hauser - Feshbach (H.F.), sont également indiquées.

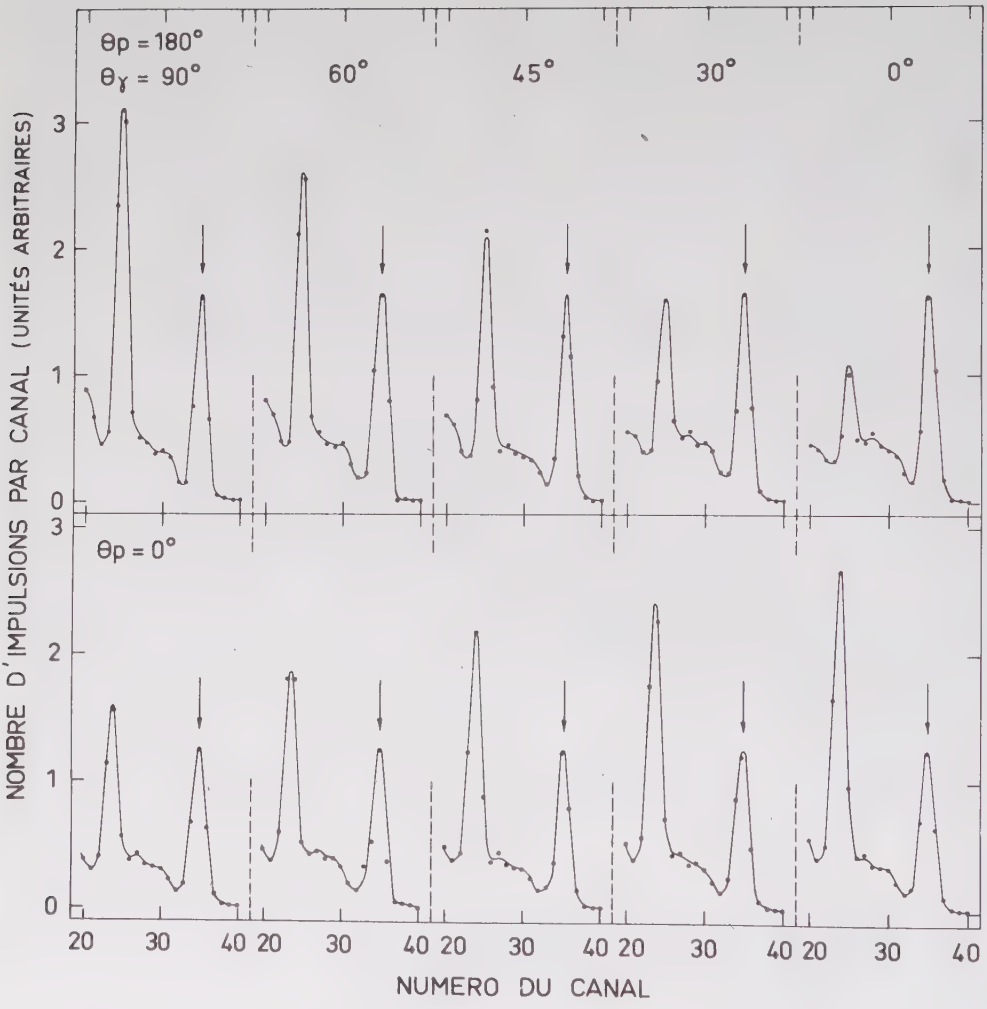


Fig. 15 : Rayonnements γ de désexcitation de la cascade 3.95 $\xrightarrow{(1.64\ \text{MeV})}$ 2.31 ⟶ 0 MeV détectés, à chaque angle θ_γ, simultanément à $\theta_p = 180^\circ$ et $\theta_p = 0^\circ$ (configuration 2). Les flèches indiquent, dans chaque spectre, les rayonnements γ de 2.31 MeV qui sont isotropes ($J^\pi = 0^+ \longrightarrow J^\pi = 1^+$).

accord entre les sections efficaces totales expérimentale et calculée par la théorie statistique du noyau composé (fig. 11), pour $5 \lesssim E_h \lesssim 11$ MeV. Les structures résonantes observées dans l'excitation de ce niveau, à $\theta_p = 172^o$ (fig. 11) et $\theta_p = 10^o$ (Hi 60), se compensent en grande partie dans l'intégration qui conduit à une section efficace totale presque monotone, et décroissante avec E_h comme le prévoit la théorie de Hauser - Feshbach. Au-delà de $E_h = 7$ MeV, il est difficile de dire quel est le modèle qui lisse au mieux les distributions angulaires de protons (fig. 12). Par contre, l'accord entre 6 et 7 MeV, ainsi qu'à $E_h = 3$ MeV avec l'interaction directe est remarquable, comme dans toute la plage d'énergie $2.5 \lesssim E_h \lesssim 4.2$ MeV (Ku 64a).

L'analyse de la corrélation angulaire, relative à la transition M1 de 96 % : $3.95 \longrightarrow 2.31$ MeV, montre (fig. 14) que les variations du facteur de population P (0) en fonction de E_h sont presque systématiquement opposées entre $\theta_p = 180^o$ et 0^o. La figure 15 illustre ceci à $E_h = 6.7$ MeV, où une mesure à 5 angles a été faite, dans la deuxième configuration décrite précédemment. Néanmoins, on peut noter qu'à $\theta_p = 180^o$ on a un alignement P (0) moyen, plus marqué qu'à $\theta_p = 0^o$. En effet, à $\theta_p = 180^o$ on a $0.5 \lesssim P(0) \lesssim 0.8$ et à $\theta_p = 0^o$, $0.1 \lesssim P(0) \lesssim 0.3$ (sauf vers $E_h = 8$ MeV). Ceci va bien dans le sens d'une prépondérance, aux angles vers l'avant, d'un transfert direct d'un deuton de nature L = 0.

4) NIVEAU A 4.91 MeV (Fig. 16, 17 et 18)

Les fig. 16 et 17 montrent une certaine monotonie des sections efficaces totales et des distributions angulaires de protons au delà de $E_h = 7$ MeV environ, résultat en accord avec les mesures antérieures (Hi 60). En moyenne, on peut dire que l'interaction

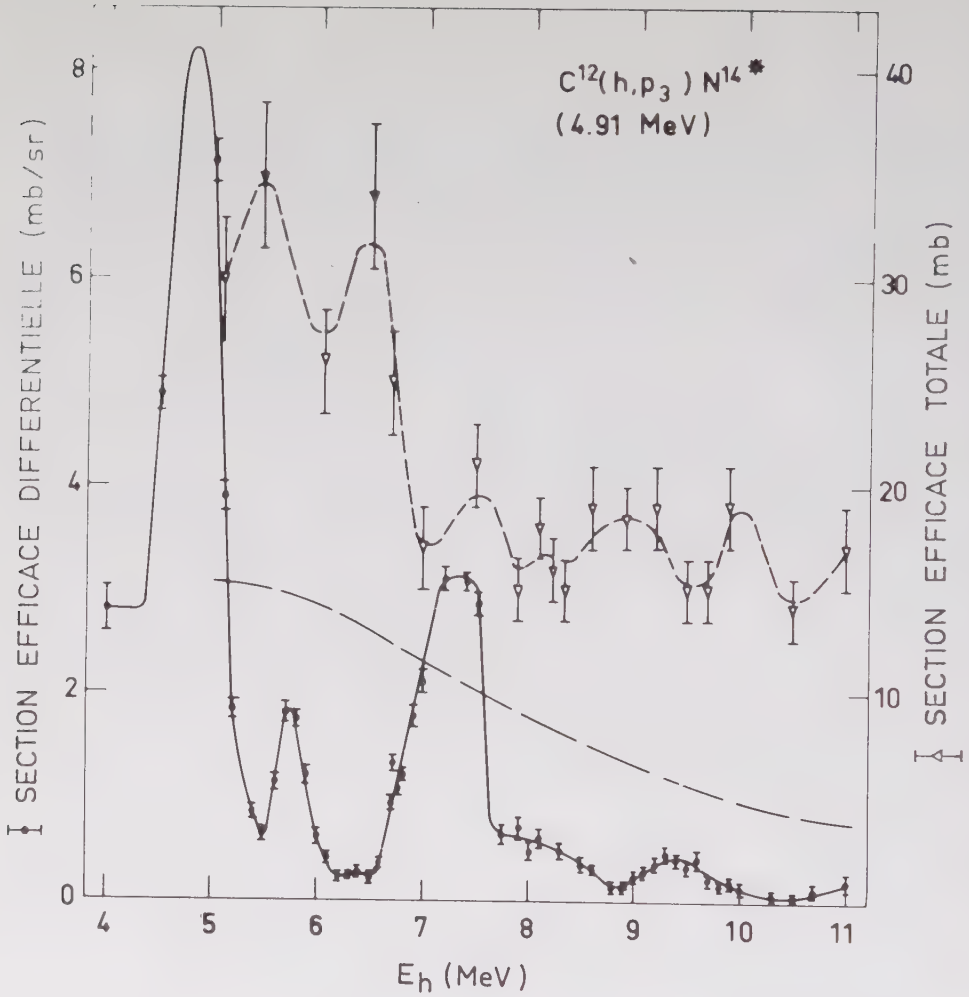


Fig. 16 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^o$ dans le laboratoire : ⊣ et trait plein. Section efficace totale : ⊣ et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

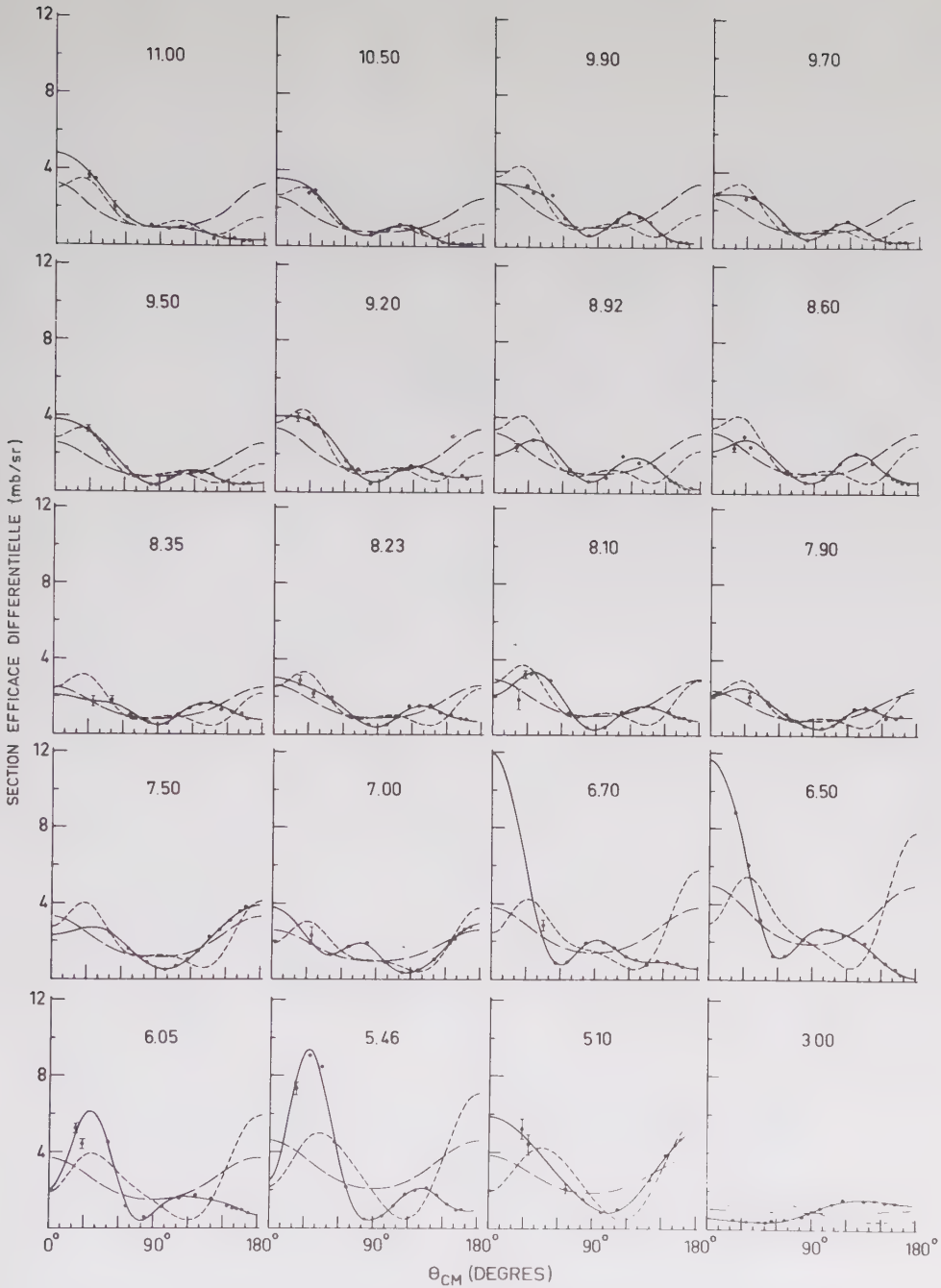


Fig. 17 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 4.91 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement, au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

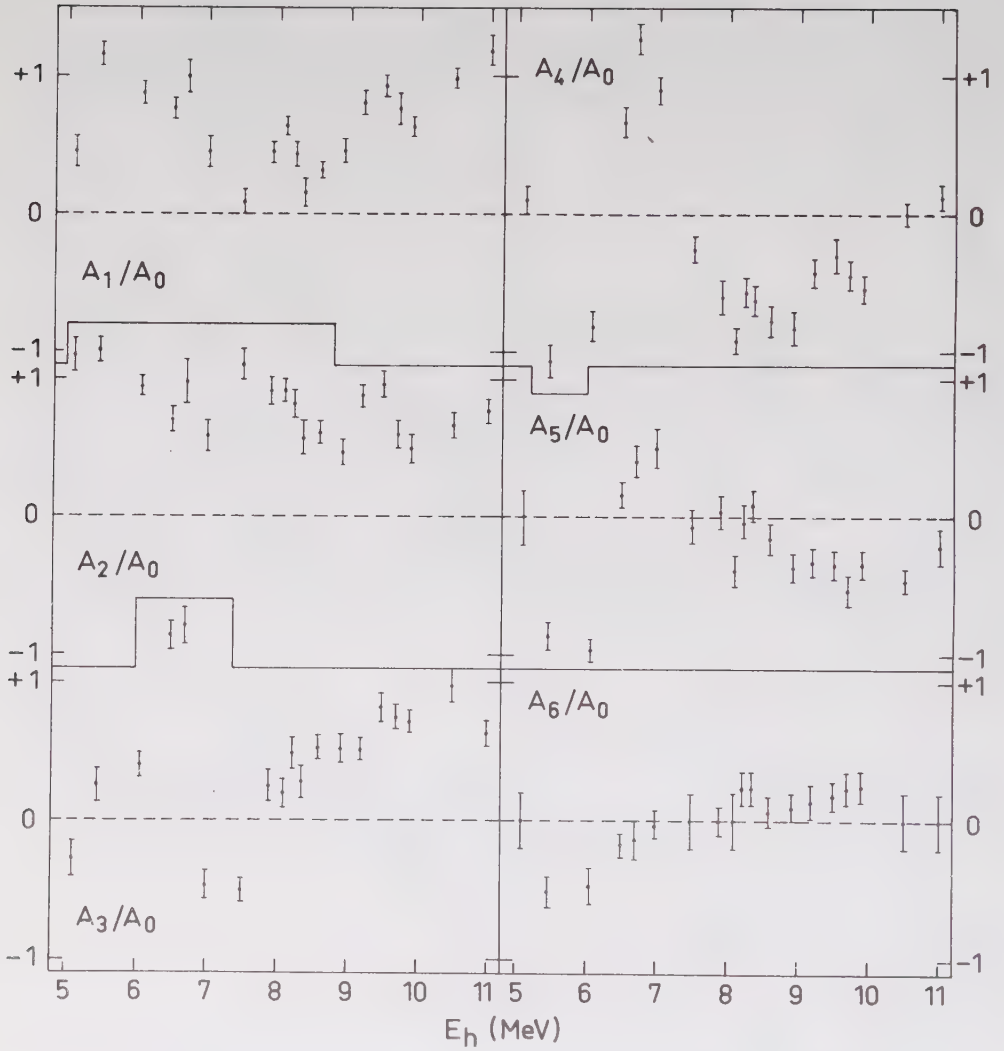


Fig. 18 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 4.91 MeV.

directe donne des lissages des distributions angulaires expérimentales acceptables, pour un transfert L = 1. Dans le cadre de ce modèle, les calculs des sections efficaces totales donnent effectivement la bonne excitation relative de ce niveau, considéré de configuration pure (p 1/2, s 1/2) [Gl 65] . Par contre, entre 2.5 et 7 MeV (Ku 64a, Hi 60 et fig. 16 et 17), une forte structure résonante est observée, et les courbes de distributions angulaires de protons changent rapidement de forme.

5) NIVEAU A 5.10 MeV (Fig. 19, 20, 21 et 22)

Pour ce niveau, qui correspond au couplage $J^{\pi} = 2^{-}$ de la configuration prédominante (p 1/2, d.5/2), on constate en moyenne un mauvais lissage des distributions angulaires (fig. 20) par les courbes théoriques. Cependant, il ne faut que peu d'ordres supérieurs à k = 3 ou 4 dans les développements en polynômes de Legendre (fig. 21), contrairement au cas des deux niveaux à 3.95 et 4.91 MeV (fig. 13 et 18). Ceci tend à montrer la prédominance du mécanisme composé, et l'on obtient d'ailleurs dans le cadre de ce modèle une prévision de la section efficace totale voisine de l'expérience (fig. 19). Les variations de l'alignement P (0) (fig. 22) sont marquées, autant à 180° qu'à 0°, et ne présentent entre elles aucune similitude apparente. La valeur de P (0), à E_h = 3 MeV et $\theta_p = 180^{\circ}$, est celle reportée par Blake et al. (Bl 65). Ces auteurs sont les seuls à avoir signalé précédemment pour la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N, un très fort changement d'alignement entre E_h = 3.0 et 4.9 MeV pour le niveau à 5.10 MeV, où $P(0) = 0.38 \pm 0.12$ et $P(0) \geqslant 0.86$ respectivement. Par contre, on peut noter la correspondance entre les structures résonantes des sections efficaces différentielles et totales, entre 6 et 7 MeV

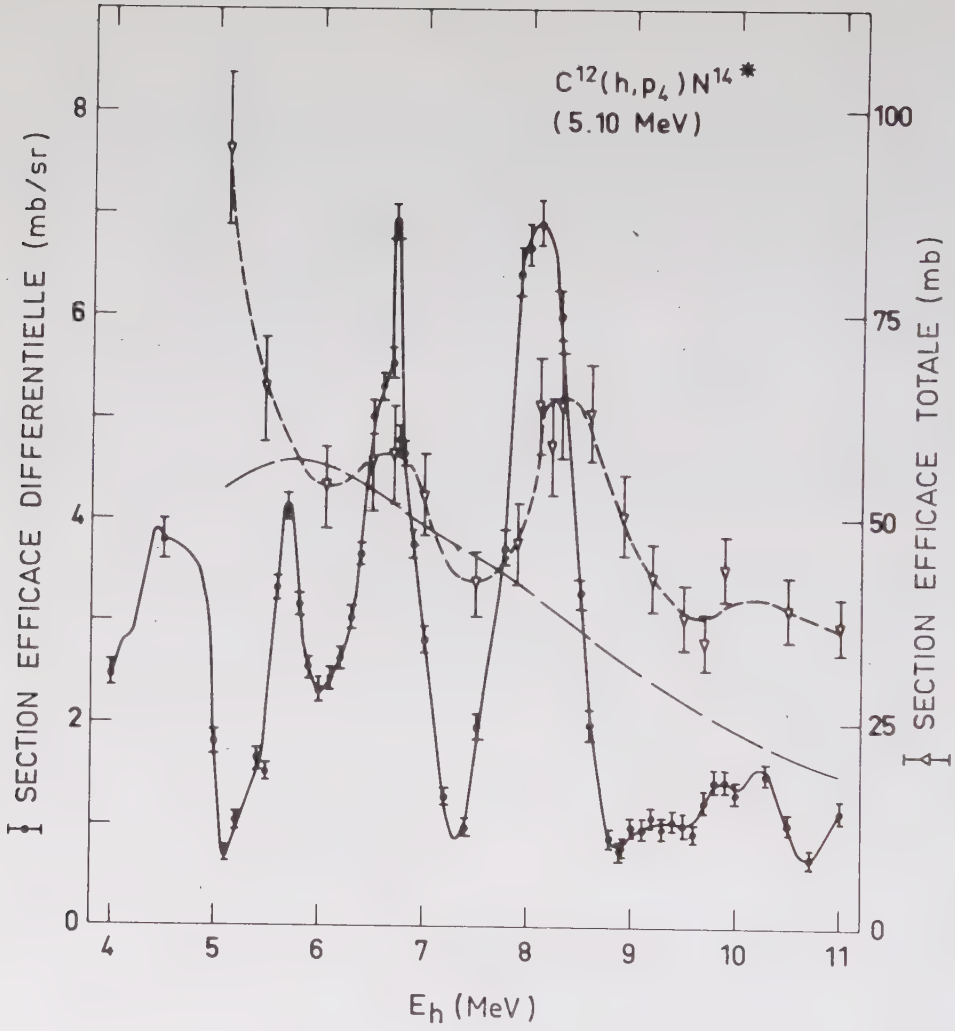


Fig. 19 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^o$ dans le laboratoire : ⟊ et trait plein. Section efficace totale : ⟊ et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

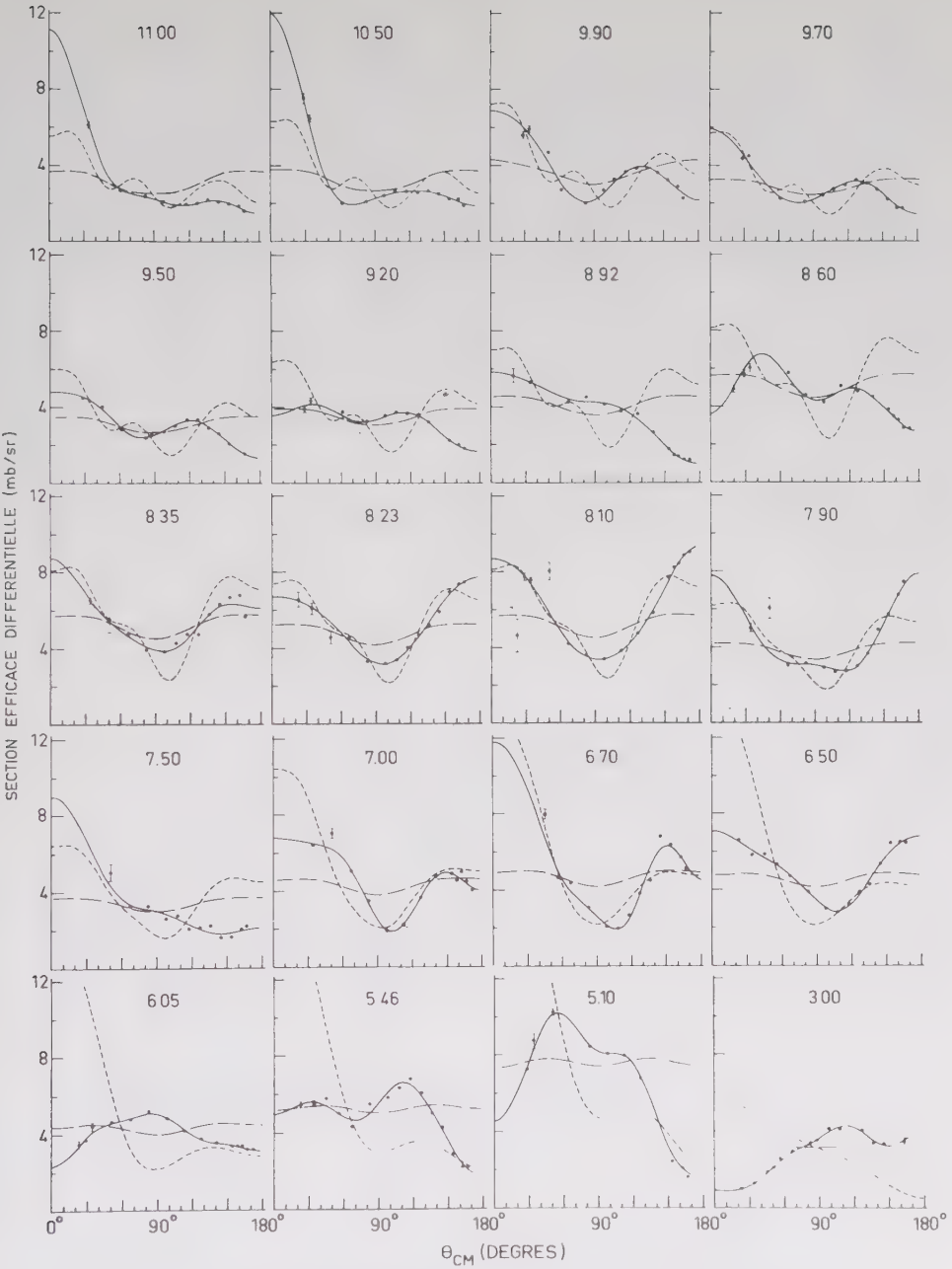


Fig. 20 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 5.10 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement, au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

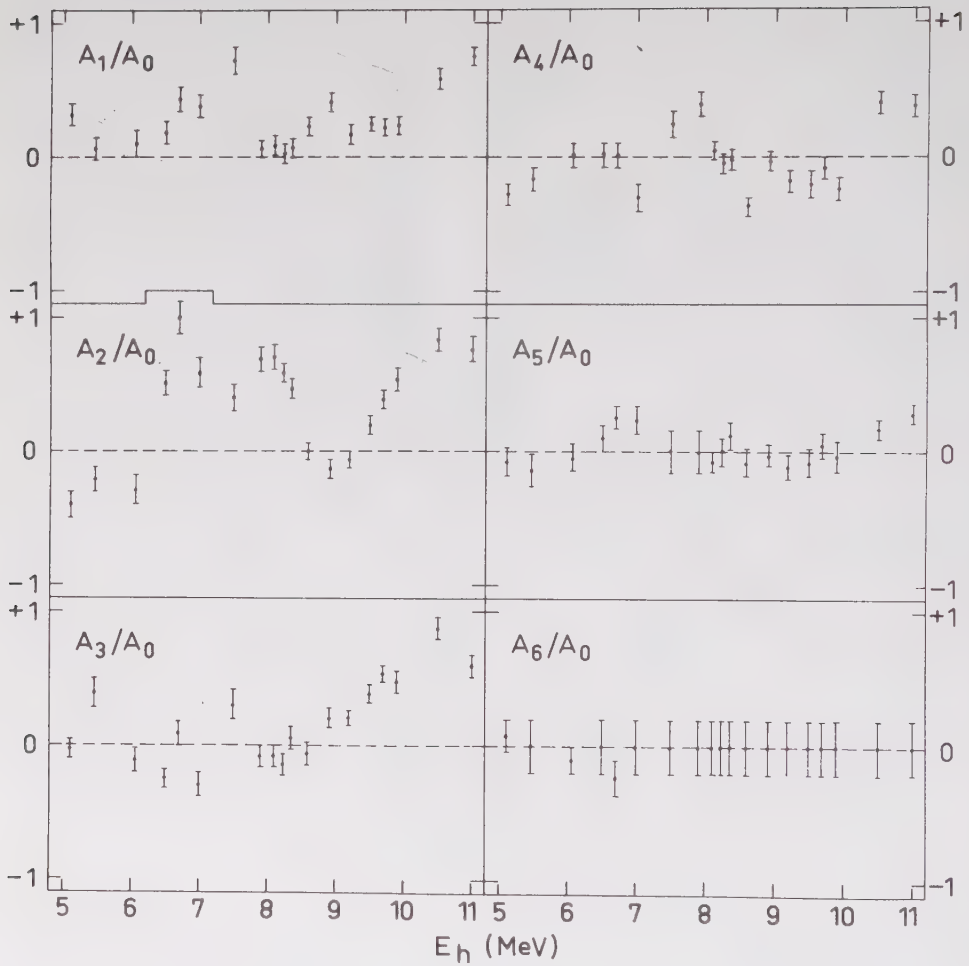


Fig. 21 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 5.10 MeV.

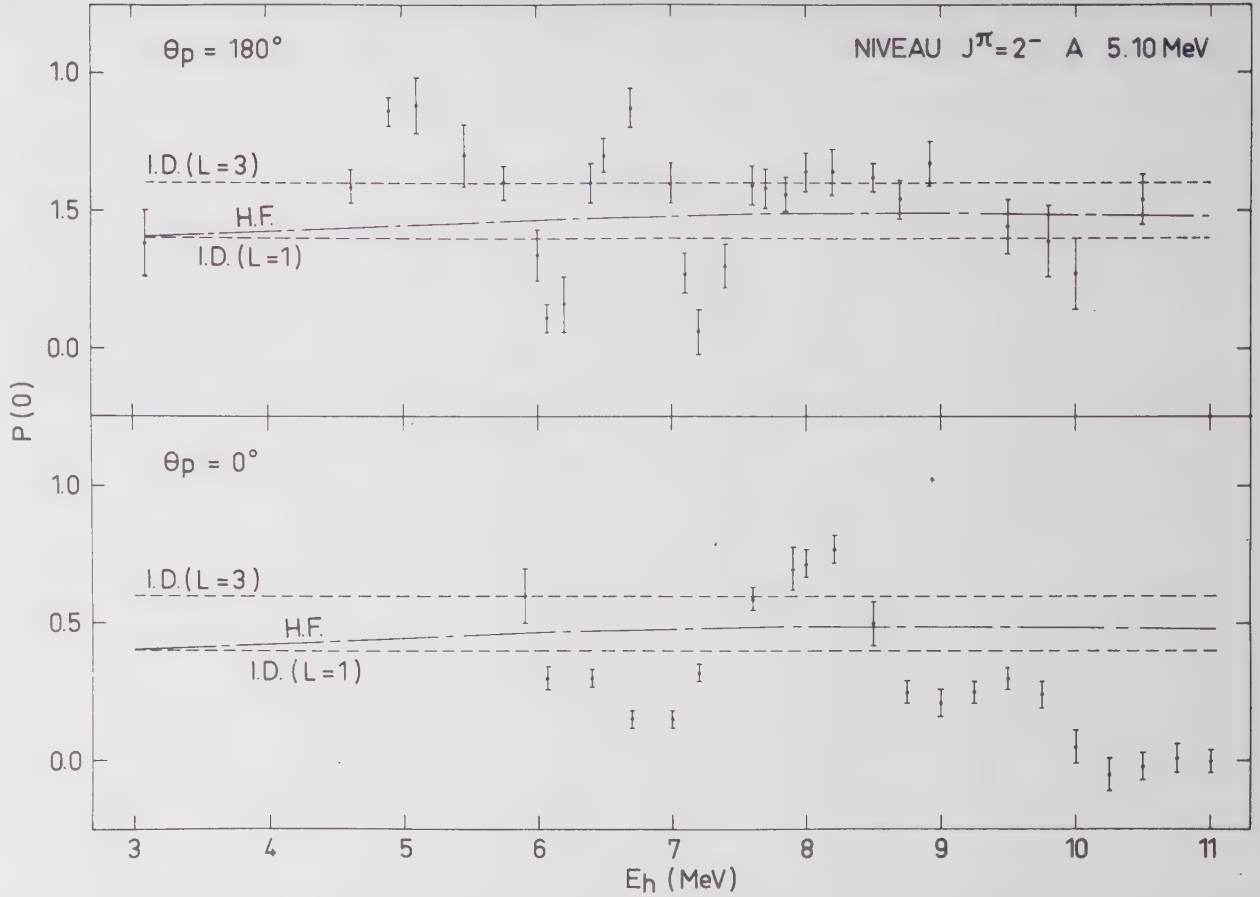


Fig. 22 : Variations expérimentales en fonction de E_h, de l'alignement du niveau à 5.10 MeV dans le sous état magnétique $\gamma = 0$. Les prédictions théoriques pour P (0) dans le cadre de l'interaction directe (I.D.) et du modèle statistique de Hauser - Feshbach (H.F.), sont également indiquées.

et aux environs de E_h = 8 MeV (fig. 19), avec les variations de P (0) aux mêmes énergies (fig. 22), à $\theta_p = 180^o$ et 0^o respectivement. Il reste néanmoins, que l'alignement constant dans les sous états magnétiques $|\gamma| = 1$ pour $E_h \geq 10$ MeV à $\theta_p = 0^o$, est en complet désaccord avec les prédictions de l'interaction directe, si l'on considère le simple transfert d'un deuton L = 1.

6) NIVEAU A 5.69 MeV (Fig. 23, 24, 25 et 26)

La courbe d'excitation mesurée à $\theta_p = 172^o$ (fig. 23) présente des structures résonantes à E_h = 5.1, 6.1 et 8.3 MeV. Celles-ci sont également observées par Kuan et al. (Ku 64a) à 5.1 MeV, $\theta_p = 76^o$ et $\theta_p = 159^o.4$, et par Hinds et Middleton (Hi 60) aux deux autres énergies incidentes, à $\theta_p = 10^o$. On note d'autre part, que les distributions angulaires de protons sont relativement monotones au-delà de 7 à 8 MeV (fig. 24 et Hi 60), et les lissages théoriques obtenus par l'interaction directe sont acceptables pour le seul transfert possible L = 1. Il faut également des ordres plus élevés dans les développements en polynômes de Legendre (fig. 25) que dans le cas du niveau à 5.10 MeV.

L'étude de l'alignement de cet état de parité naturelle $J^\pi = 1^-$ prend ainsi tout son sens, puisque la théorie statistique du noyau composé prévoit une valeur moyenne P (0) = 0.54 entre E_h = 4 et 11 MeV, alors que l'interaction directe donne P (0) = 0 pour le seul transfert possible L = 1. A la vue des résultats obtenus (fig. 26), on ne peut pas arriver à des conclusions générales. On notera cependant la correspondance entre les alignements P (0) voisins de zéro à $\theta_p = 180^o$, aux résonances de 6 et 8 MeV. Mais, comme pour le niveau à 5.10 MeV, l'alignement mesuré à $\theta_p = 0^o$ est en désaccord avec les prédictions de

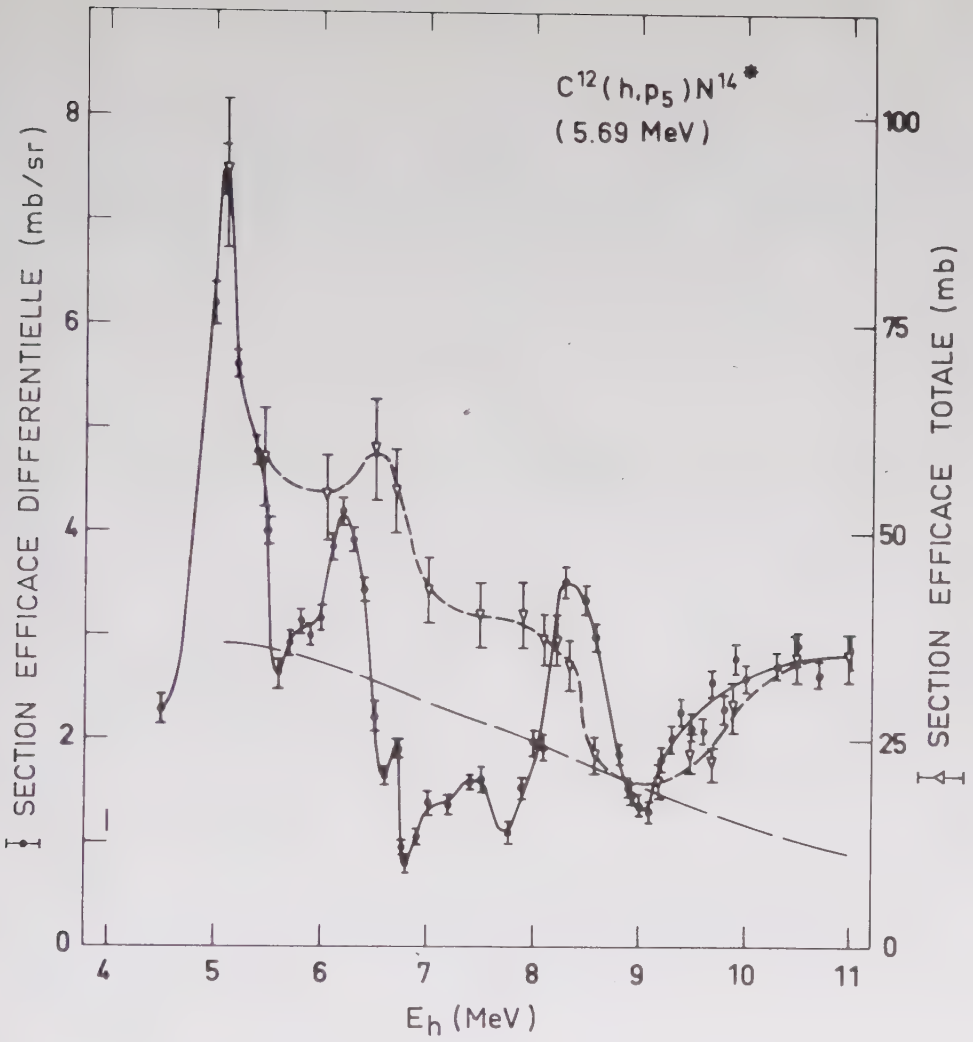


Fig. 23 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta = 172^{\circ}$ dans le laboratoire : ⧫ et trait plein. Section efficace totale : ∇^{p} et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

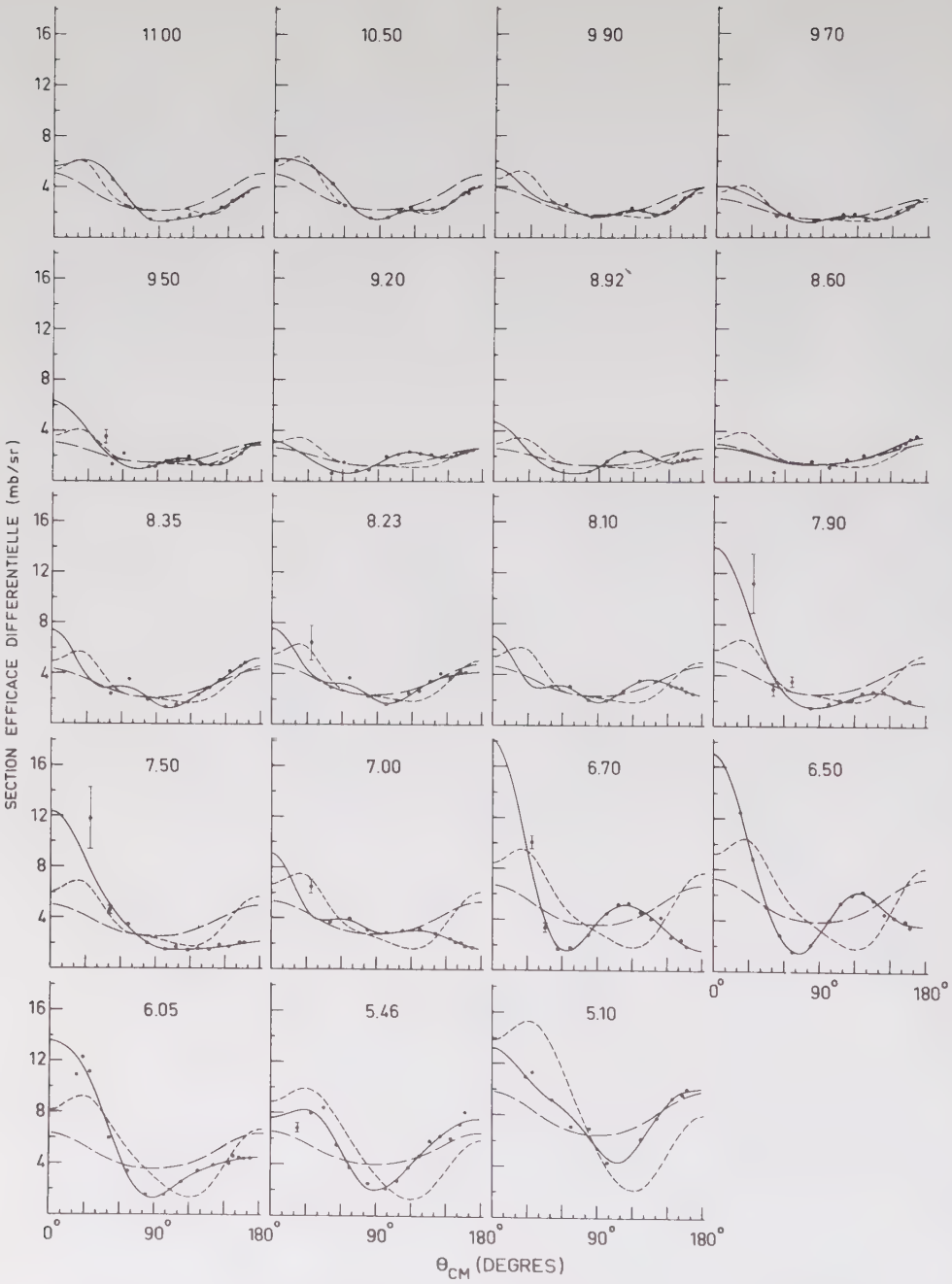


Fig. 24 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 5,69 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

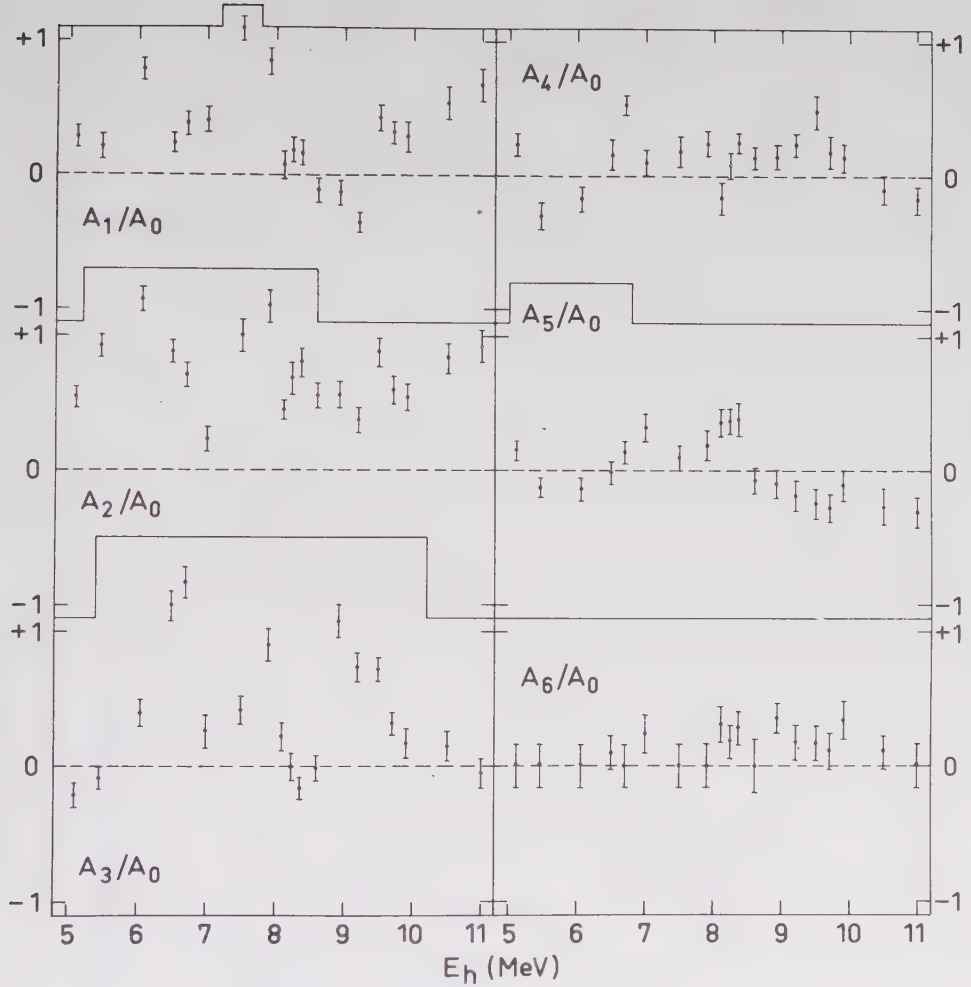


Fig. 25 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 5.69 MeV.

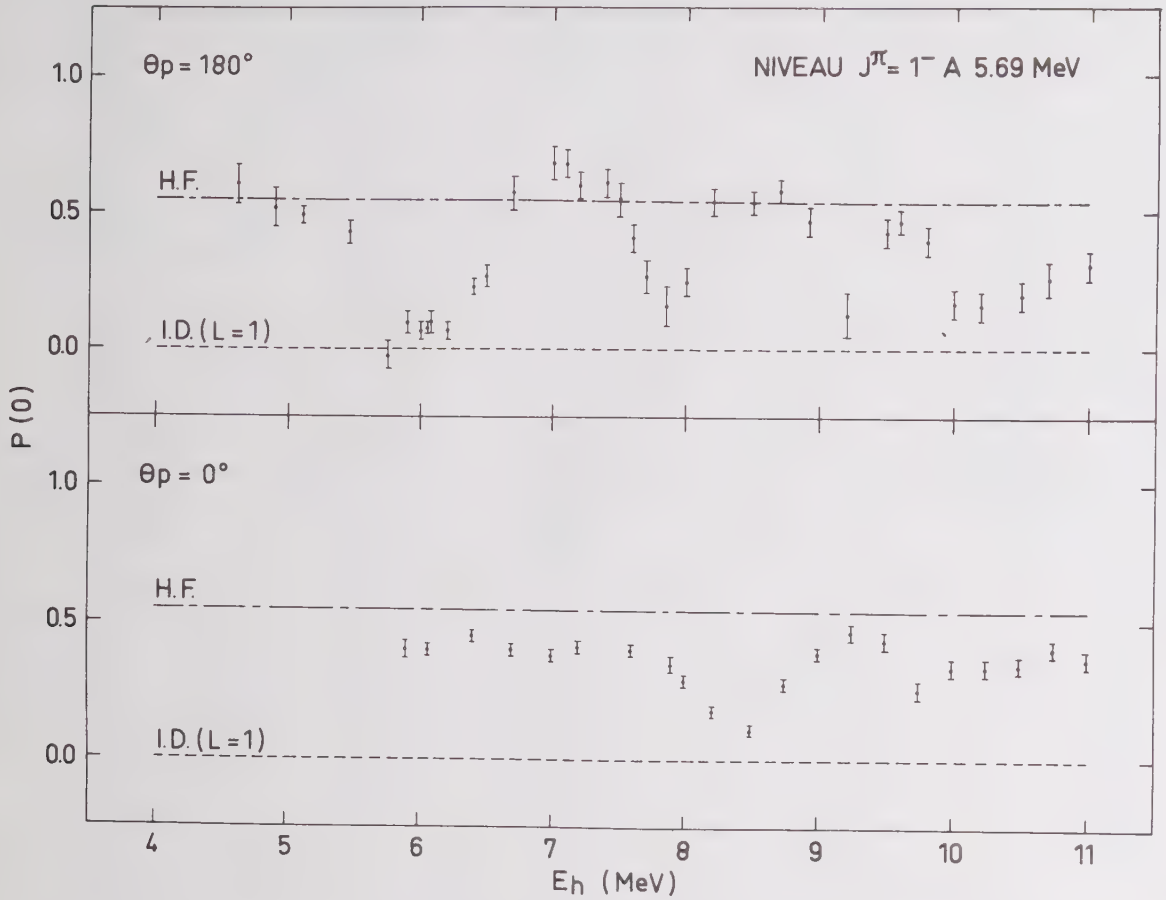


Fig. 26 : Variations expérimentales en fonction de E_h, de l'alignement du niveau à 5.69 MeV dans le sous état magnétique $\gamma = 0$. Les prédictions théoriques pour P (0) dans le cadre de l'interaction directe (I.D.) et du modèle statistique de Hauser - Feshbach (H.F.), sont également indiquées.

l'interaction directe, en principe maximum à cet angle malgré la nature L = 1 du transfert. Par contre, celle-ci peut être responsable de la "monotonie" des variations de P (0) à $\theta_p = 0^o$, correspondant à un alignement moins marqué qu'à $\theta_p = 180^o$.

7) NIVEAU A 5.83 MeV (Fig. 27, 28 et 29)

Les distributions angulaires de protons alimentant ce niveau $J^\pi = 3^-$, de configuration prédominante (p 1/2, d 5/2) comme celui $J^\pi = 2^-$ à 5.10 MeV, présentent des formes assez voisines avec celles obtenues pour ce dernier (fig. 28 et 20). Cette similitude apparait mieux, en comparant les fig. 29 et 21, où l'on remarque les mêmes variations des coefficients A_k / A_0 pour ces deux niveaux, dans la limite des erreurs. Or on constate un meilleur lissage des distributions angulaires relatives au niveau à 5.83 MeV (fig. 20), en dehors des zones de résonance par le modèle de l'interaction directe. Ceci peut suggérer une contribution non négligeable d'un transfert L = 3 pour le niveau à 5.10 MeV. On notera par ailleurs, que les fortes résonances observées à $\theta_p = 172^o$ (fig. 27), sont également observées à $\theta_p = 10^o$, pour celle aux environs de E_h = 7 MeV (Hi 60), et à $\theta_p = 76^o$ et $159^o.4$ vers E_h = 5.4 MeV (Ku 64a). Ceci se traduit par les résonances de la section efficace totale à ces énergies (fig. 27).

L'analyse de l'alignement de ce niveau, de parité naturelle, n'a pas pu être entreprise pour les raisons données dans le chapitre précédent. Mais, aux quelques énergies incidentes où nous avons enregistré des corrélations angulaires à $\theta_p = 180^o$ et à 5 angles θ_γ (Go 66, Ga 67 et Ha 69b), des fluctuations de P (0) sont également observées (fig 6).

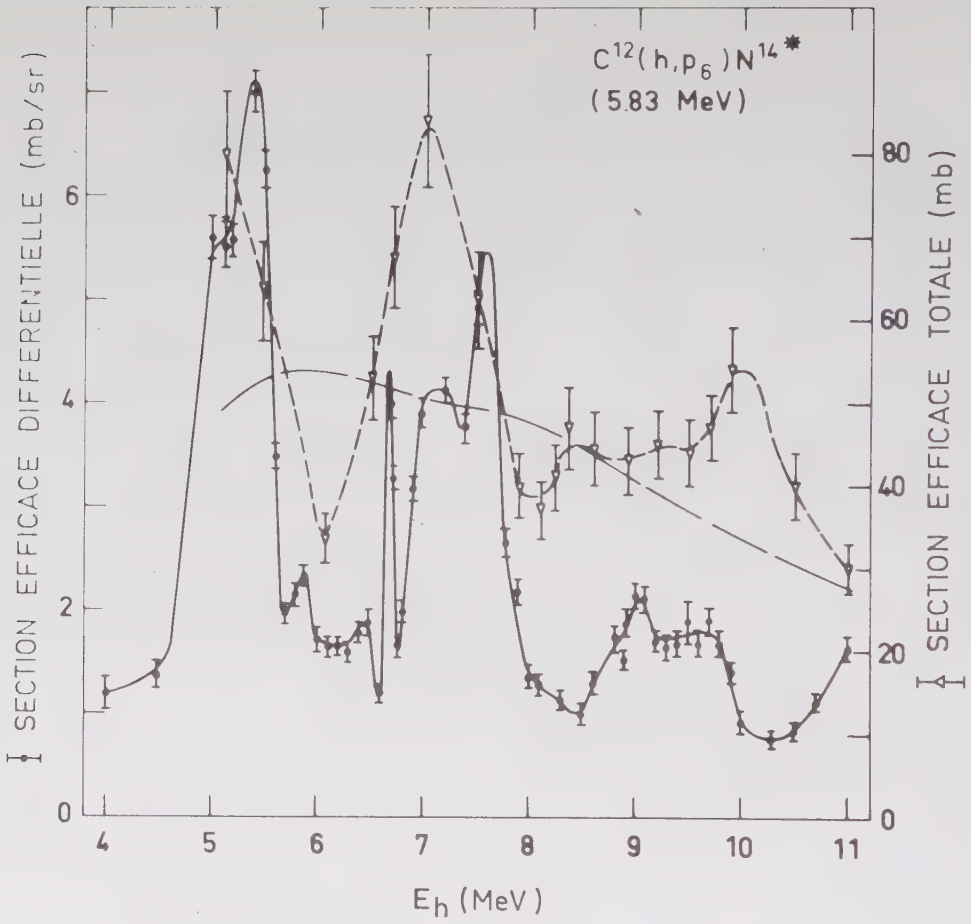


Fig. 27 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^\circ$ dans le laboratoire : ⟟ et trait plein. Section efficace totale : ⟟ et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

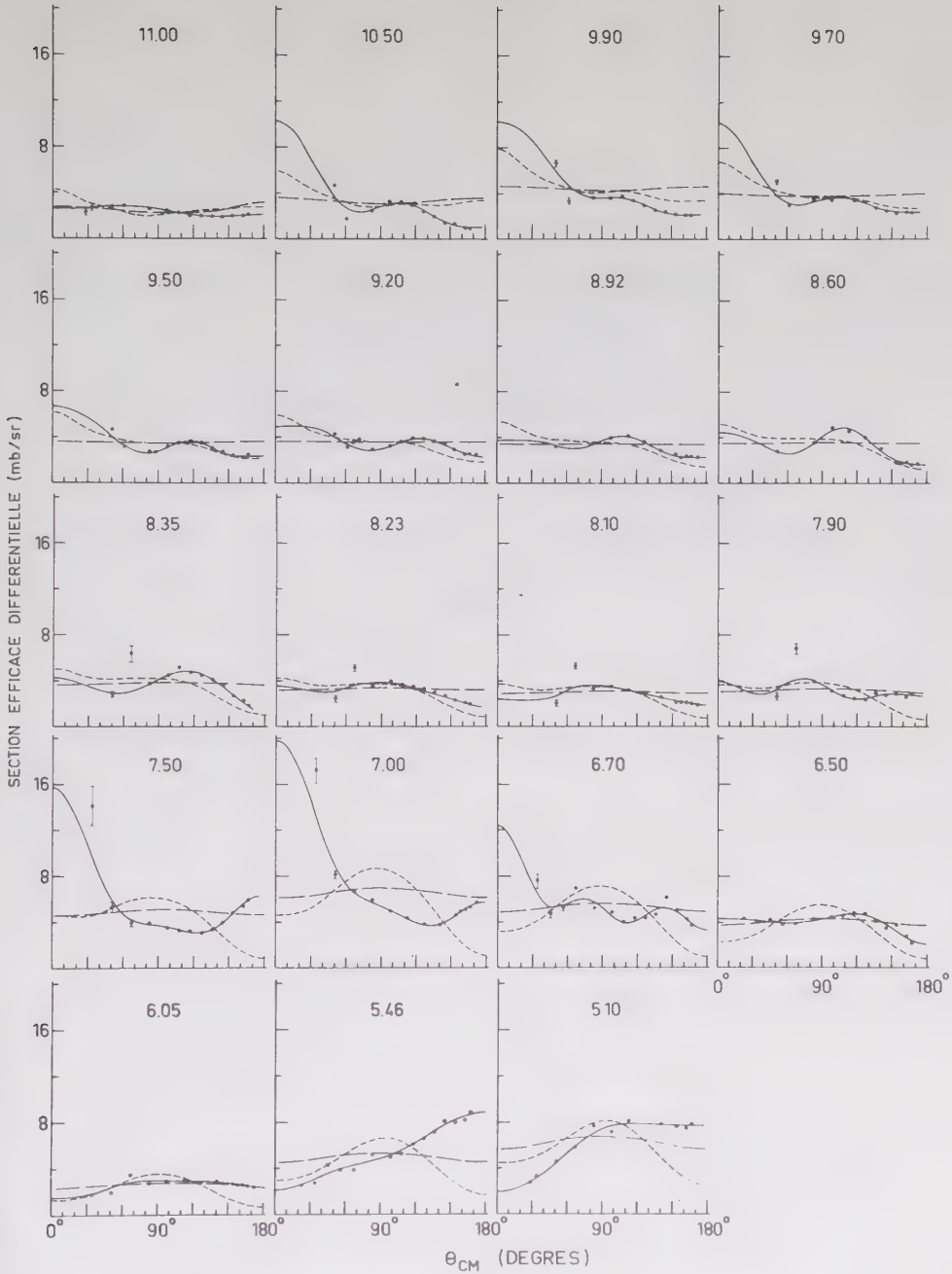


Fig. 28 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 5.83 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement, au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

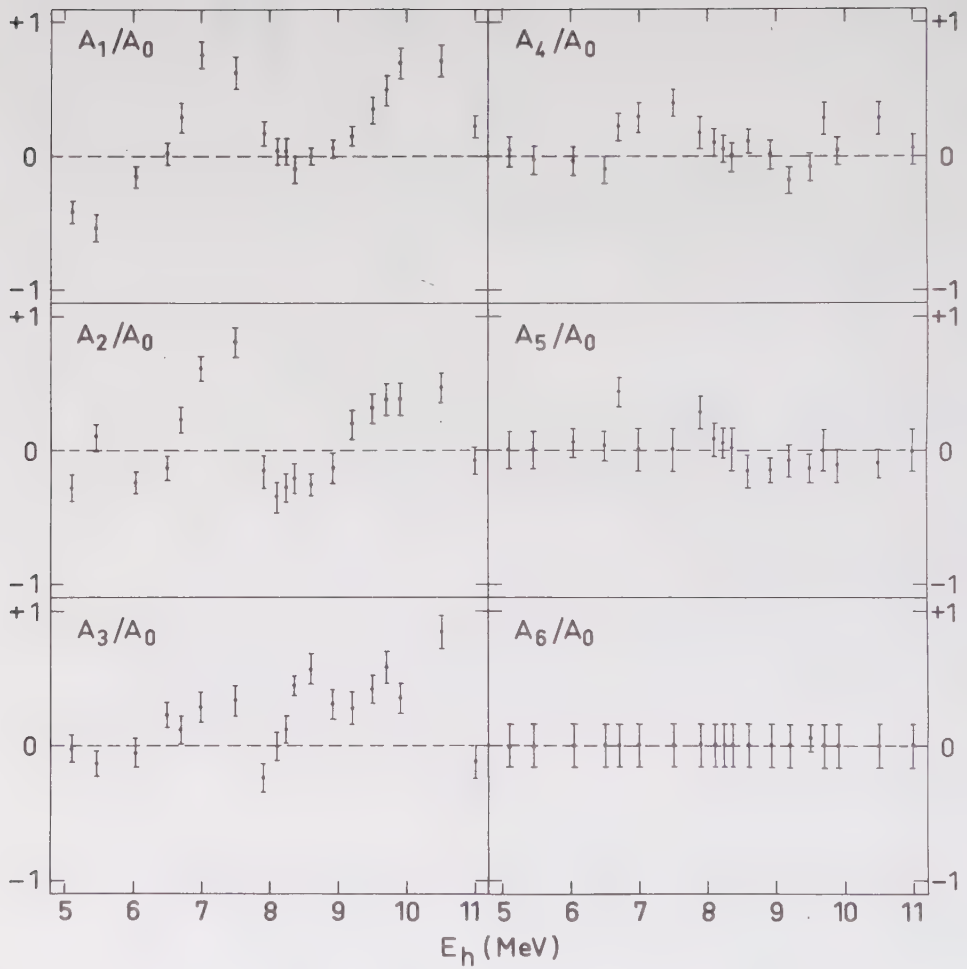


Fig. 29 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 5.83 MeV.

8) NIVEAU A 6.21 MeV (Fig. 30, 31, 32 et 33)

L'analyse des résultats obtenus pour ce niveau $J^{\pi} = 1^{+}$ est surtout intéressante à faire, par comparaison à celle relative à l'état $J^{\pi} = 1^{+}$ à 3.95 MeV, car elle constitue un test du rôle joué par les configurations des états finals. En effet, le niveau à 6.21 MeV, qui est de nature prédominante (s, d), sera particulièrement favorisé par le transfert direct d'un deuton au coeur de ^{12}C, ce qui n'est pas le cas pour le niveau de nature $(p\ 1/2,\ p\ 3/2)^{-1}$ à 3.95 MeV. On constate effectivement que l'excitation relative, calculée dans le cadre de ce modèle, traduit mieux que pour le niveau à 3.95 MeV la section efficace totale mesurée. La contribution importante d'ordres k = 4, 5 et même 6, visible sur la fig. 32, va également dans ce sens. Cependant, aucun résultat général ne permet de mettre clairement à jour cette différence entre les deux niveaux considérés. Ceci est d'autant plus vrai que les distributions angulaires de protons (fig. 31 et 12) sont souvent semblables, en dehors des zones de fortes résonances, et ceci même aux énergies inférieures à E_h = 5 MeV (Ku 64a). Les variations de l'alignement P (0) du niveau à 6.21 MeV (fig. 33) sont aussi très marquées à $\theta_p = 180^{\circ}$. Mais, à $\theta_p = 0^{\circ}$ et $E_h > 7$ MeV environ, elles sont compatibles avec les prévisions théoriques. Même si on suppose que le mécanisme du passage par le noyau composé est prédominant, il n'est pas anormal que les variations de P (0), pour les niveaux à 3.95 et 6.21 MeV (fig. 14 et 33), ne présentent pas de corrélations entre elles. En effet, ceci peut être justement dû aux configurations différentes de ces deux états, probablement alimentés par des résonances de ^{15}O de structures correspondantes différentes.

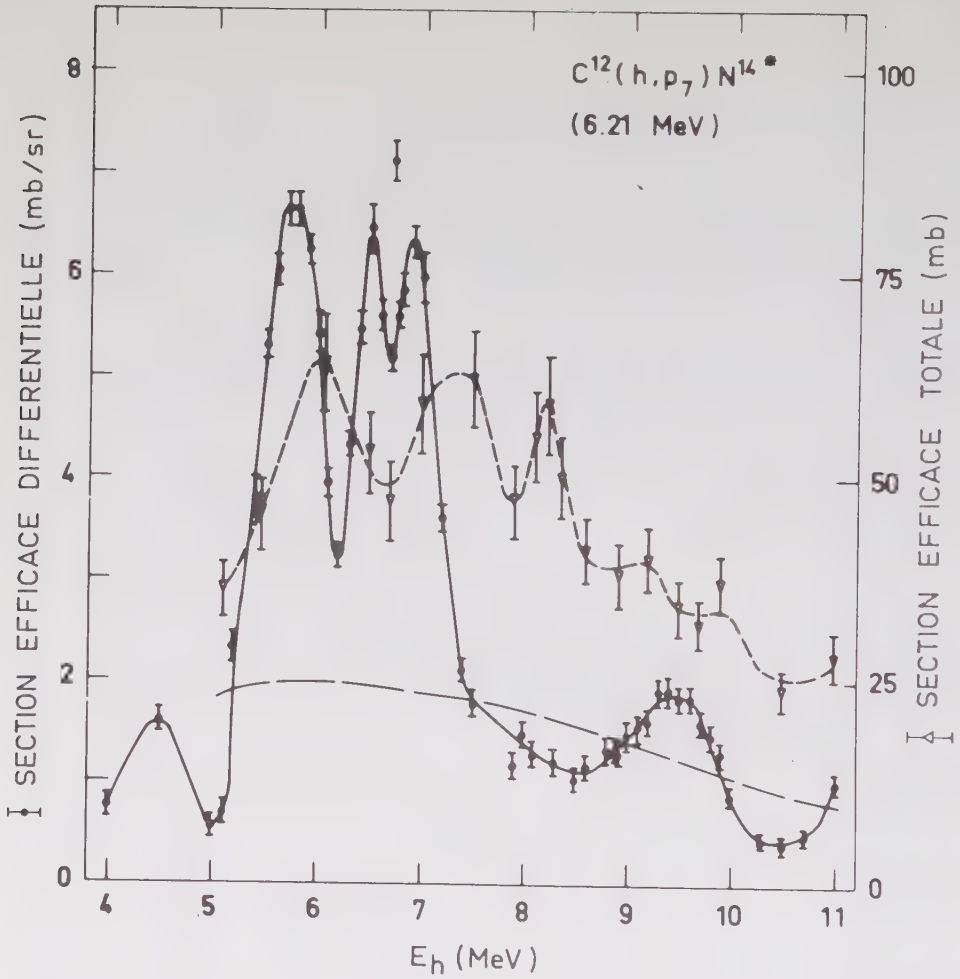


Fig. 30 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta = 172^{\circ}$ dans le laboratoire : ⧫ et trait plein. Section efficace totale : ∇^{p} et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

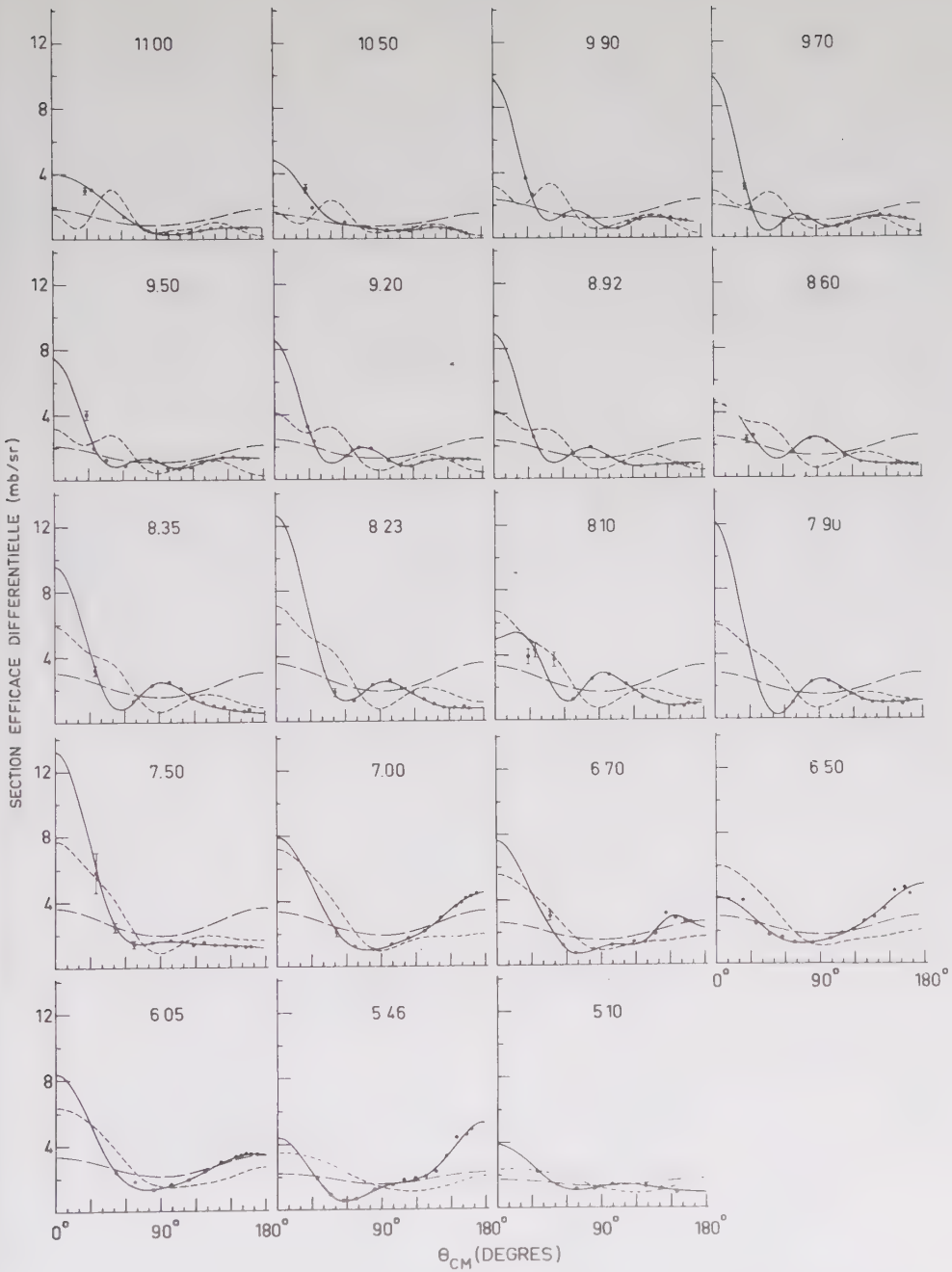


Fig. 31 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 6.21 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement, au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

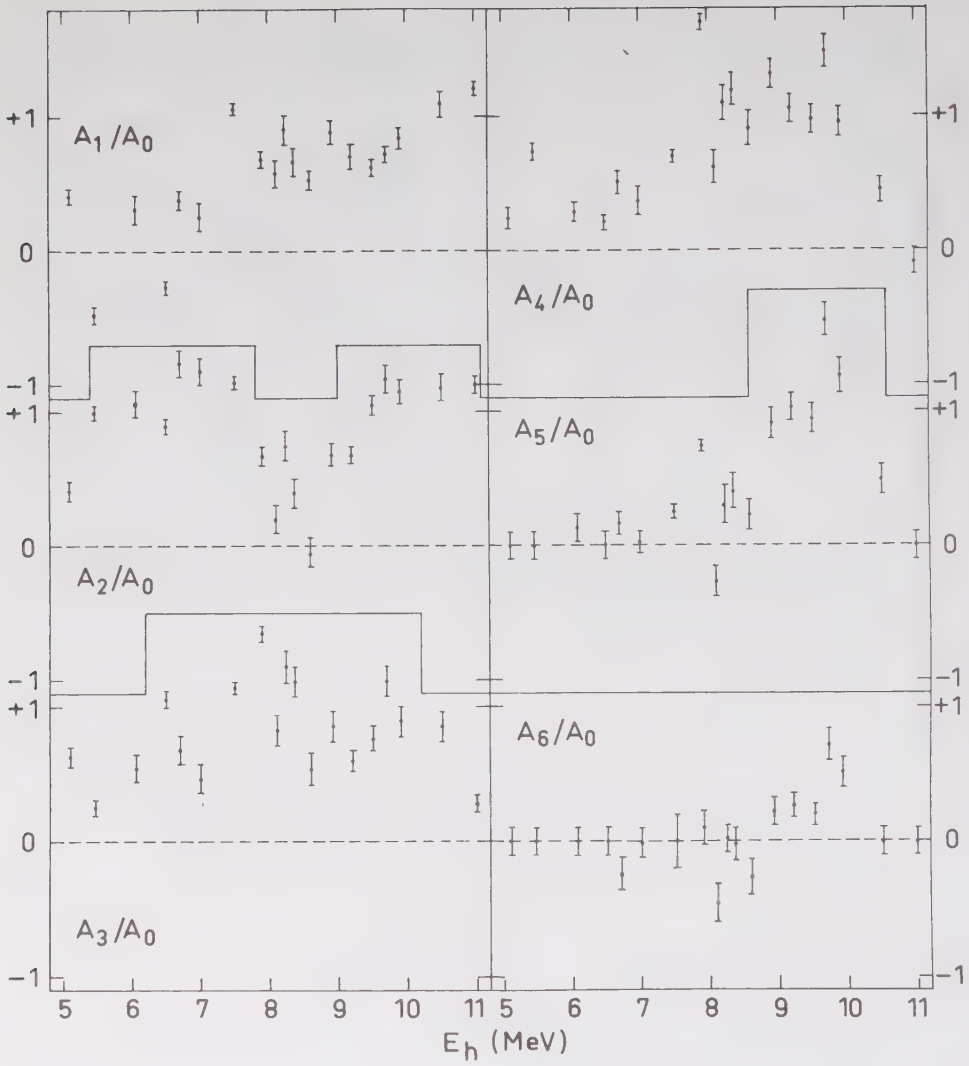


Fig. 32 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 6,21 MeV.

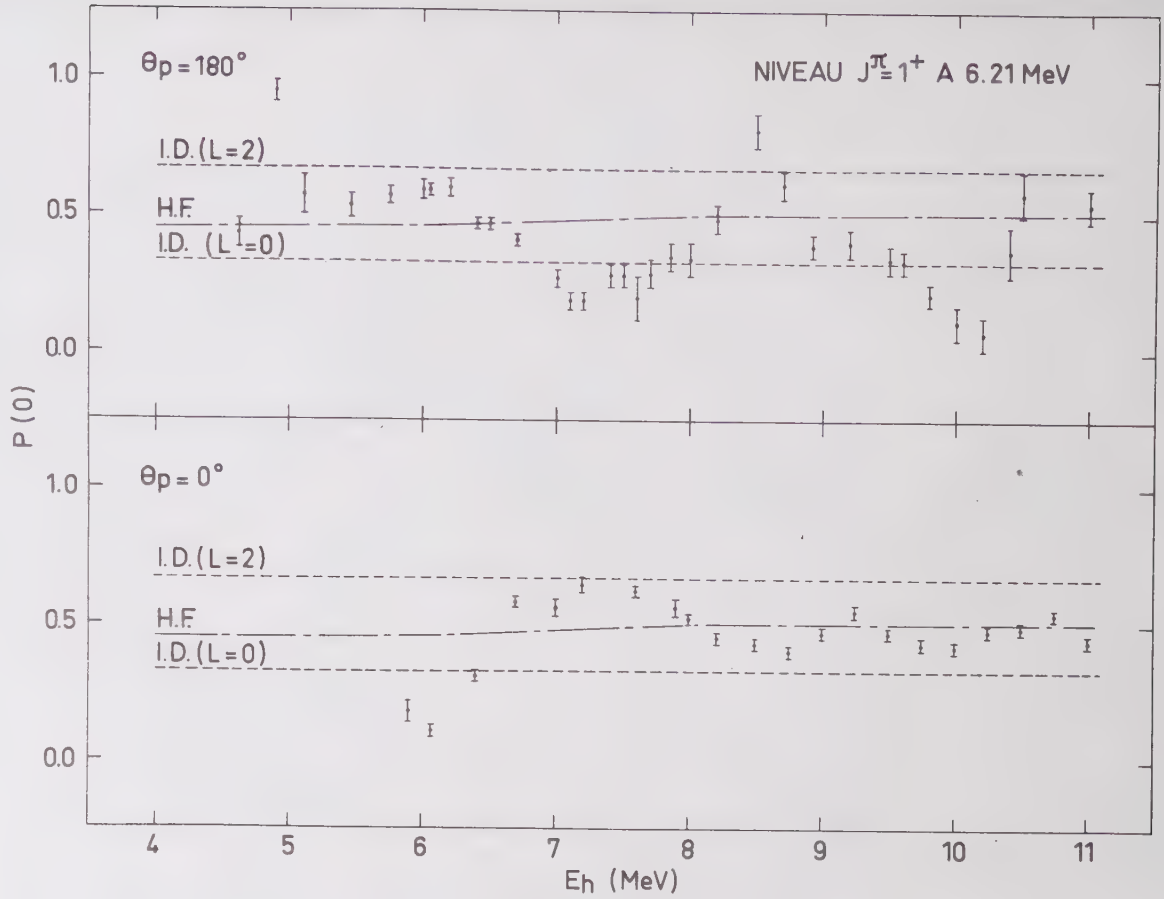


Fig. 33 : Variations expérimentales en fonction de E_h, de l'alignement du niveau à 6.21 MeV dans le sous état magnétique $\gamma = 0$. Les prédictions théoriques pour P (0) dans le cadre de l'interaction directe (I.D.) et du modèle statistique de Hauser - Feshbach (H.F.), sont également indiquées.

9) NIVEAU A 6.44 MeV (Fig. 34, 35 et 36)

L'excitation de ce niveau $J^{\pi} = 3^{+}$, de configuration prédominante (s 1/2, d 5/2), donc du type (s, d) comme celui à 6.21 MeV, doit également être favorisée par l'interaction directe. Expérimentalement, on observe que la section efficace totale de ce niveau à 6.44 MeV (fig. 34) est en moyenne plus importante que pour tous les autres niveaux de ^{14}N. Holbrow et al. (Ho 69) ont également montré, à E_h = 15 MeV, qu'il est le plus excité dans la réaction de double transfert de nucléons ^{12}C (h, p), contrairement aux réactions de simple transfert ^{15}N (h, α) ^{14}N et ^{13}C (h, d) ^{14}N. Par contre, ces mêmes auteurs montrent que, dans la réaction ^{16}O (d, α) ^{14}N, le niveau à 6.44 MeV est environ deux fois moins excité que celui à 6.21 MeV. Ceci confirmerait pour ce dernier l'hypothèse d'une importante contribution de configurations (p 1/2, p 3/2)$^{-1}$ (Ha 69a), et expliquerait, partiellement du moins, les résultats obtenus pour celui-ci. D'autre part, on remarque un lissage acceptable des distributions angulaires des groupes de protons alimentant le niveau à 6.44 MeV, par la théorie de l'interaction directe (fig. 35), en dehors des zones de fortes résonances. Il est d'ailleurs nécessaire de tenir compte de développements jusqu'à l'ordre k = 8 pour $E_h > 8$ MeV environ (fig. 36), tous les coefficients n'étant jamais très grands en valeur absolue. Ceci est dû au nombre élevé d'ondes partielles qui entrent en jeu, caractéristique principale de l'interaction directe. Cependant, même pour ce niveau où tout concourt à penser que le processus direct doit l'emporter, des résonances plus marquées que pour tous les autres niveaux apparaissent, surtout à E_h = 7.45 MeV ($\pm$ 0.05 MeV) [fig. 34] et à E_h = 2.99 MeV (Ku 64a), avec des largeurs de $\simeq$ 400 keV et de 125 keV respectivement. Nous avions vu les difficultés que l'on a à étudier l'alignement de cet état

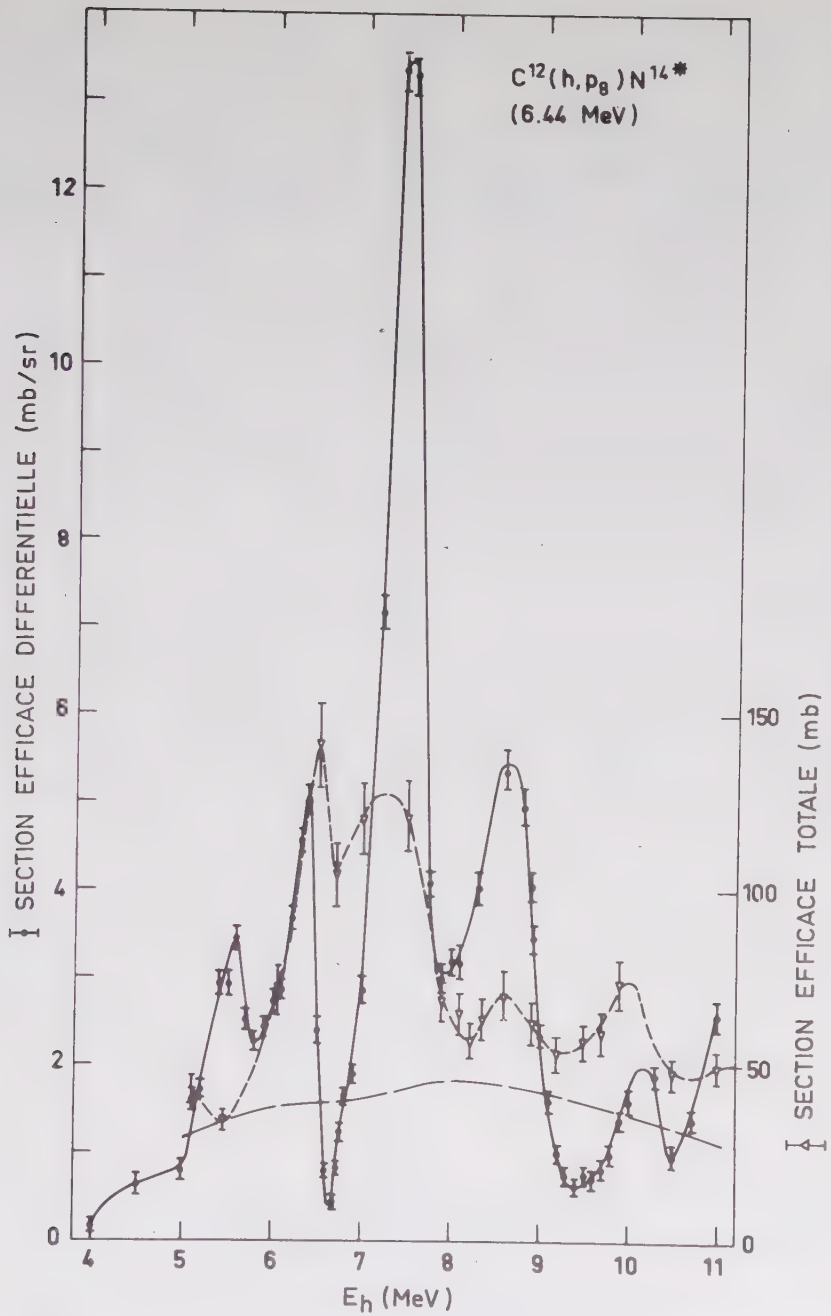


Fig. 34 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta_p = 172^o$ dans le laboratoire : ⟊ et trait plein. Section efficace totale : ▽ et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

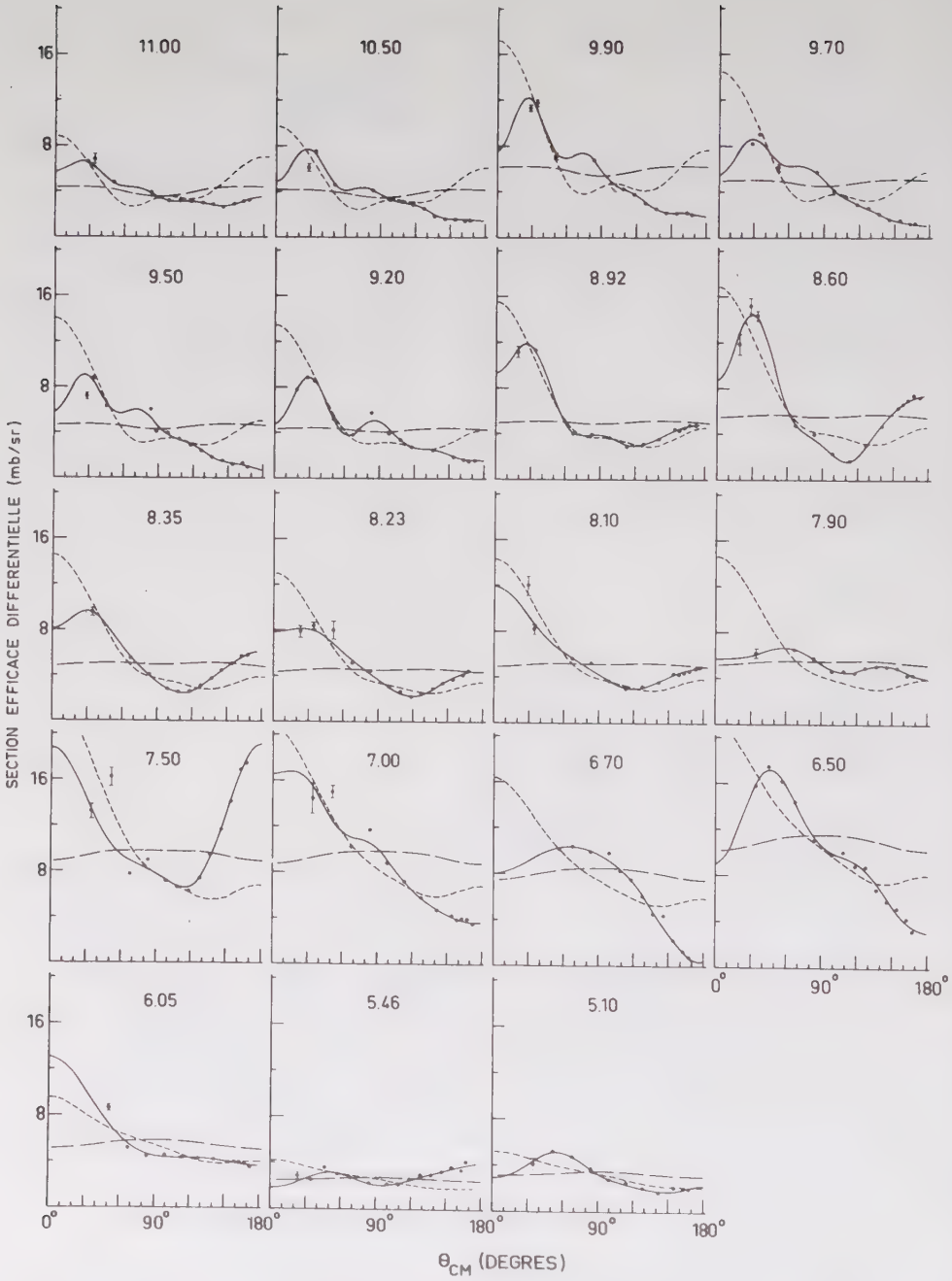


Fig. 35 Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 6.44 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement, au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.

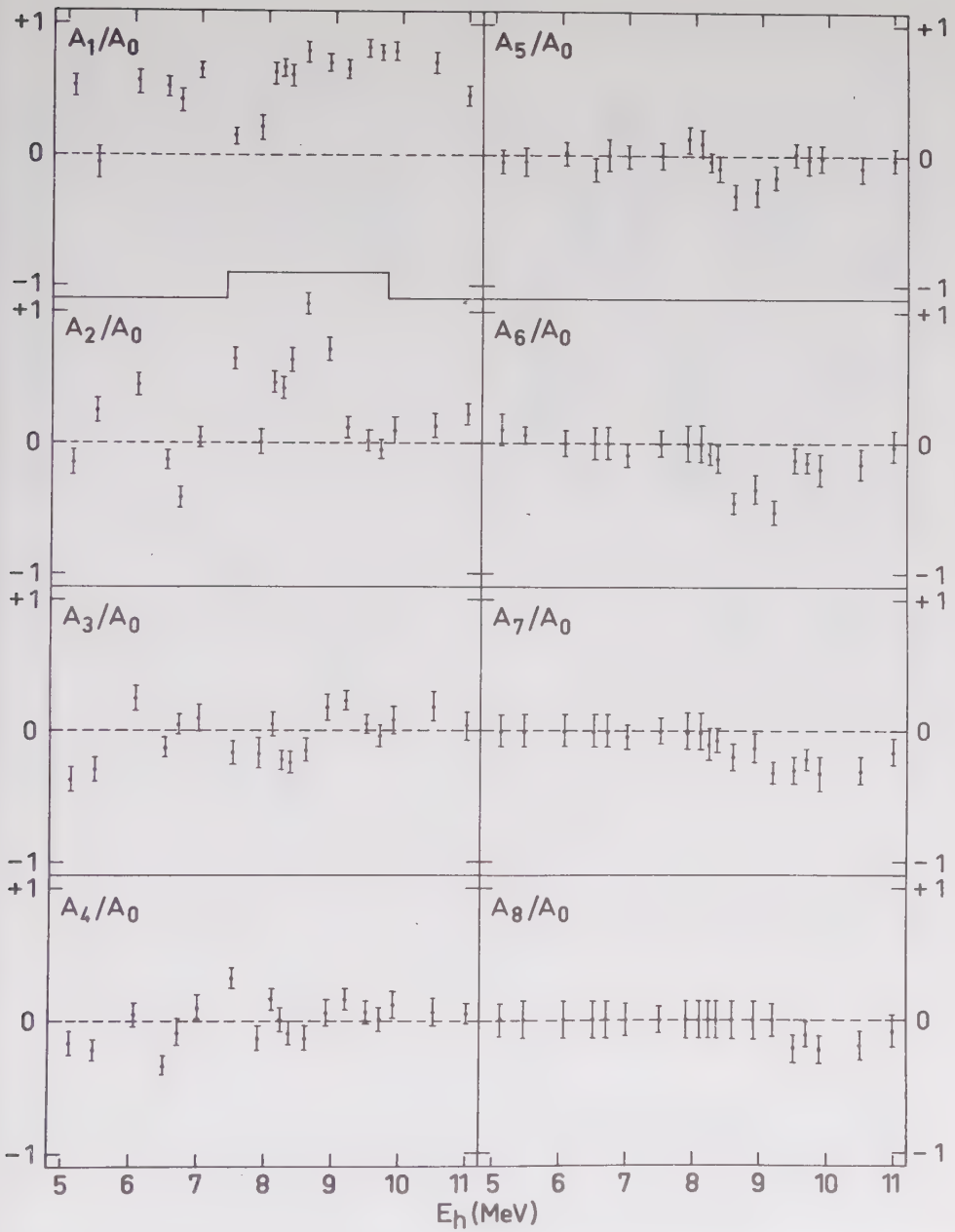


Fig. 36 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 6.44 MeV.

de parité non naturelle $J^{\pi} = 3^{+}$. Comme dans le cas du niveau à 5.83 MeV, nous avons cependant pu observer de sensibles fluctuations d'alignement, illustrées par les points reportés sur la fig. 6.

10) NIVEAU A 7.03 MeV (Fig. 37, 38, 39 et 40)

En plus d'être un état de parité naturelle, ce niveau $J^{\pi} = 2^{+}$ a une configuration $(p\ 1/2,\ p\ 3/2)^{-1}$ considérée habituellement comme très pure (Ma 68a). La section efficace totale présente (fig. 37) trois structures résonantes marquées, vers E_h = 6 MeV, 8 MeV et 10 MeV. Le fait que la courbe correspondante, calculée par la théorie statistique, coupe partiellement la courbe expérimentale, permet de tester si dans les creux de ces résonances, l'interaction directe y est visible. A $E_h \simeq 9$ et 11 MeV il semble bien que ce soit le cas, à la vue de l'alignement $P(0) \simeq 0$ mesuré à 180° (fig. 40). Le lissage correspondant des distributions angulaires, pour le seul transfert possible L = 2, est correct, surtout à E_h = 11 MeV. Mais à plus basse énergie, on ne peut plus vérifier cette hypothèse. On notera cependant, la concordance vers E_h = 6.05 MeV entre la distribution angulaire de protons, pratiquement isotrope (fig. 37), et des alignements $P(0)$ à $\theta_p = 180^{\circ}$ et 0° en accord avec ceux calculés par le modèle statistique du noyau composé (fig. 40). Même si les distributions angulaires de "stripping" donnent des lissages satisfaisants pour $E_h > 9$ MeV, il ressort de cette analyse, à la vue de leurs rapides variations avec E_h, que d'autres mécanismes sont nécessaires, afin de comprendre les fluctuations d'alignement mesurées, en particulier à $\theta_p = 180^{\circ}$ entre 9 et 11 MeV.

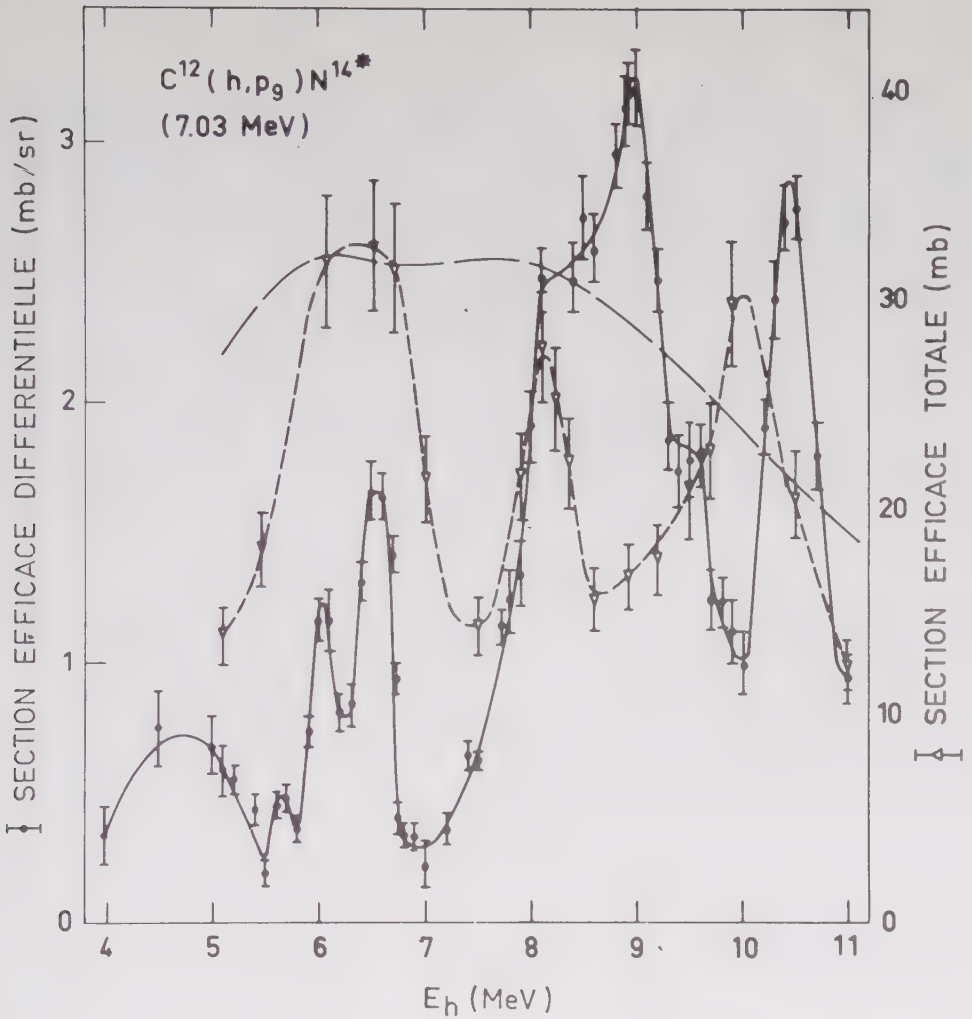


Fig. 37 : Section efficace différentielle mesurée à $\theta = 172^{\circ}$ dans le laboratoire : ⊥ et trait plein. Section efficace totale : ∇^{p} et pointillé. La courbe en trait tiré correspond à la section efficace totale calculée dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé.

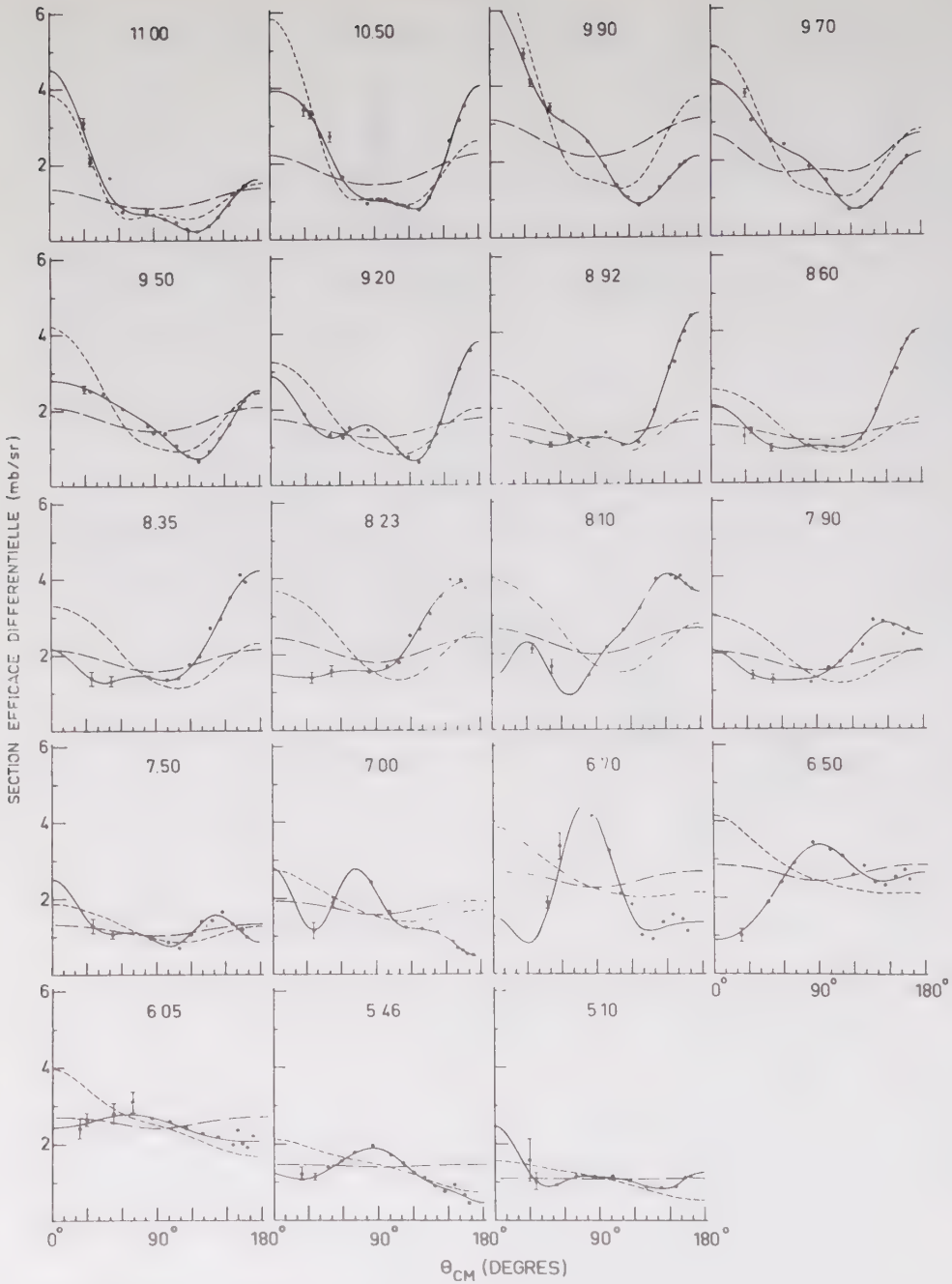


Fig. 38 **Distributions angulaires du groupe de protons alimentant le niveau à 7.03 MeV de ^{14}N. Les courbes en trait plein, pointillé et trait tiré, correspondent respectivement au lissage par un développement en polynômes de Legendre des points expérimentaux, et aux prévisions théoriques de l'interaction directe et de la théorie statistique du noyau composé.**

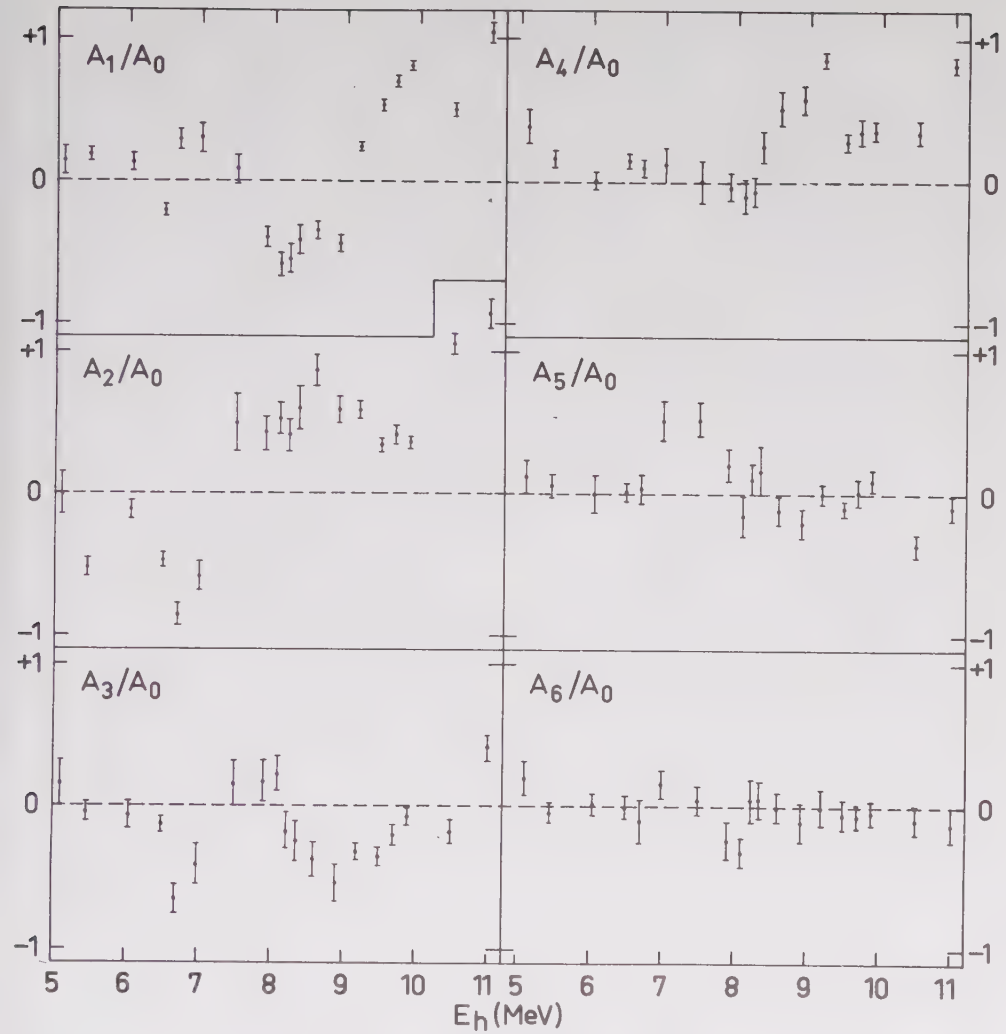


Fig. 39 : Variations en fonction de E_h des coefficients A_k / A_0 des polynômes de Legendre relatifs au lissage des distributions angulaires expérimentales du groupe de protons alimentant le niveau à 7,03 MeV.

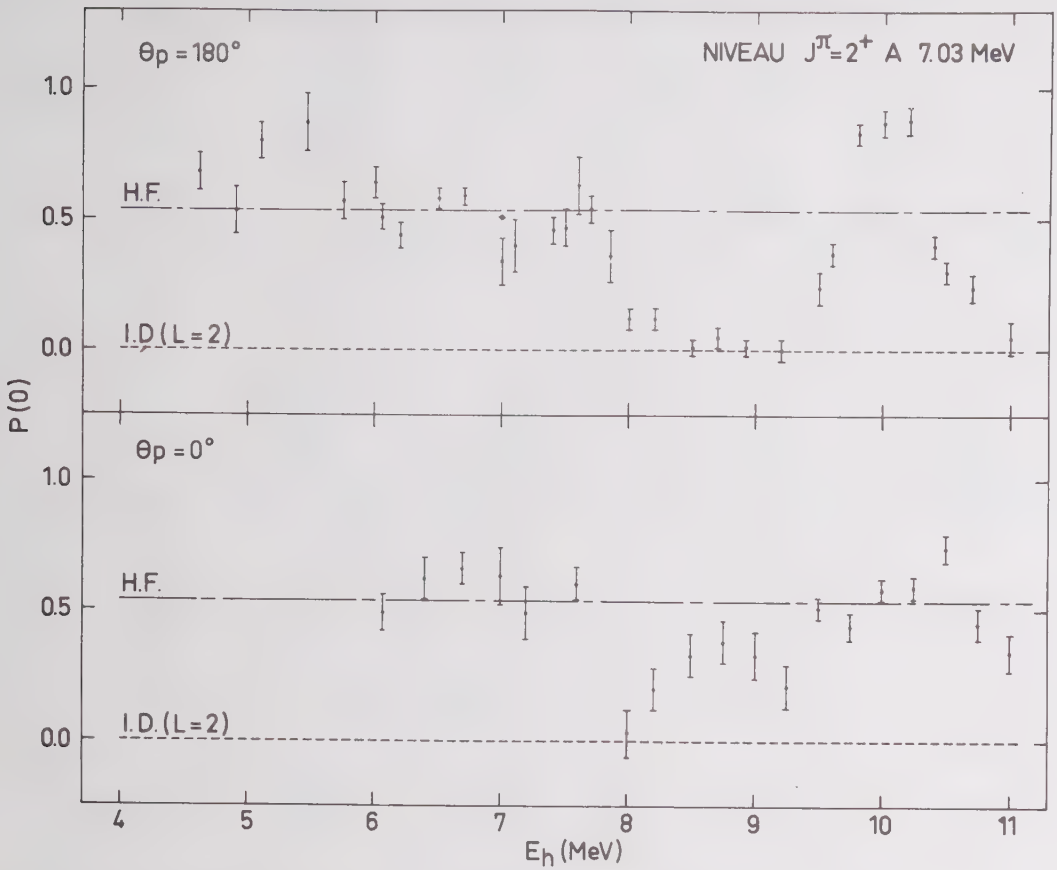


Fig. 40 : Variations expérimentales en fonction de E_h, de l'alignement du niveau à 7.03 MeV dans le sous état magnétique $\gamma = 0$. Les prédictions théoriques pour P (0) dans le cadre de l'interaction directe (I.D.) et du modèle statistique de Hauser - Feshbach (H.F.), sont également indiquées.

CHAPITRE IV

DISCUSSION DES RESULTATS

Dans l'analyse des résultats obtenus pour chacun des dix états liés de ^{14}N, nous avons essayé de dégager toutes les indications expérimentales susceptibles de confirmer ou d'infirmer la présence prépondérante d'un mécanisme, soit direct, soit composé, dans l'alimentation de chacun de ces niveaux. Cependant, aucune observation, suffisamment générale, permet d'y conclure clairement. Il est alors intéressant de considérer l'excitation moyenne de tous les niveaux de 3.95 à 7.03 MeV, pour lesquels nous disposons de résultats complets entre E_h = 5 et 11 MeV. On vérifie ensuite, que le modèle que l'on est ainsi amené à proposer, rend compte des alignements mesurés, et peut expliquer les distributions angulaires des groupes de protons.

1) SECTIONS EFFICACES

Dans le haut de la figure 41 est représentée la section efficace totale de formation des niveaux de 3.95 à 7.03 MeV, en fonction de l'énergie de bombardement. Elle est obtenue en faisant la somme des fonctions d'excitation individuelles, rappelées sur la partie gauche de la figure. En-dessous sont reportées les prédictions correspondantes calculées dans le cadre de la théorie statistique du noyau composé (H.F.) et dans celui de l'interaction directe (I.D.). Pour cette dernière, les valeurs sont relatives, et seule l'allure de la courbe peut être prise en considération. De l'analyse de cette figure, on peut conclure que :

1) En moyenne pour $5 \lesssim E_h \lesssim 11$ MeV, la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N procède par la formation du noyau composé ^{15}O.

2) Toujours en moyenne, il ne semble pas que l'interaction directe devienne prédominante à mesure que l'on monte en énergie incidente, entre E_h = 5 et 11 MeV. En effet, la pente moyenne de la courbe EXP. est identique à celle de la courbe théorique H.F.

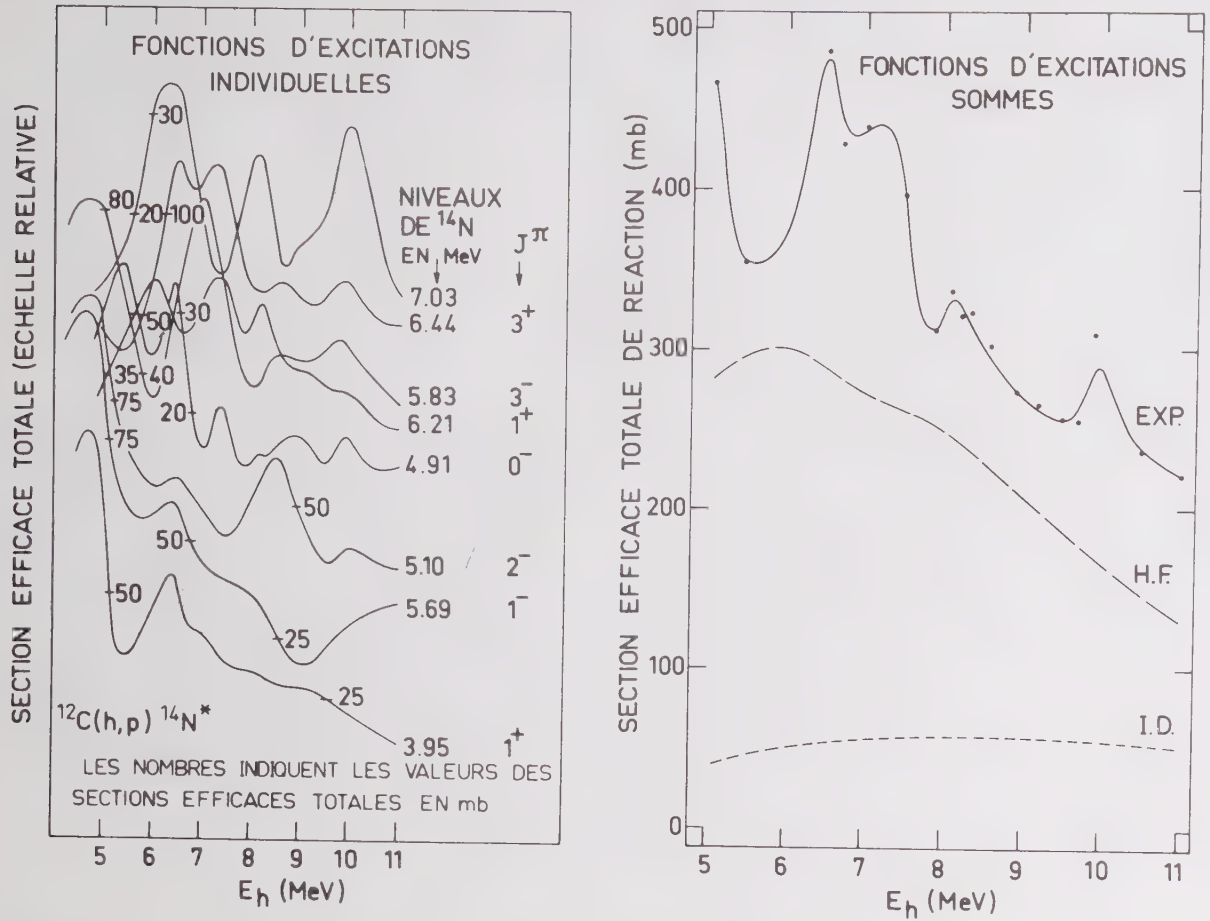


Fig. 41 : Fonctions d'excitations individuelles et sommes pour tous les niveaux de 3.95 à 7.03 MeV inclus.

3) Une importante structure de résonances larges semble se superposer à un espèce de "fond" dû à la théorie statistique. Ces résonances, essentiellement centres aux énergies de 6.5, 7.2, 8.1 et 10 MeV, avec des largeurs de l'ordre de 500 keV, peuvent s'expliquer par des phénomènes de captures résonantes dans les deux voies considérées, à savoir ^{12}C + h et ^{14}N + p, correspondant, par exemple, à la présence de quasi résonances géantes dans ^{15}O.

Pour la voie d'entrée ^{12}C + h on peut comparer, la courbe expérimentale EXP. de la fig. 41, aux résultats obtenus par Weller et Rinsvelt (We 69a) dans l'analyse de la diffusion élastique des hélions sur ^{12}C pour $4.4 \lesssim E_h \lesssim 8.2$ MeV et $\theta_h = 140^\circ$ [fig. 3 de la réf. We 69a, rappelée sur la figure 42]. Il est remarquable de constater qu'on y observe presque exactement la même structure que dans nos mesures, pour $6 \lesssim E_h \lesssim 8$ MeV. Ces auteurs montrent qu'il est nécessaire, afin de lisser leur courbe d'excitation, de tenir compte de résonances du type Breit-Wigner en plus de l'utilisation classique du modèle optique (modèle OMPR). D'autre part, dans la voie de sortie des particules α, alimentant les niveaux fondamental et à 2.0 MeV du ^{11}C, ces mêmes auteurs montrent également la présence d'une structure des sections efficaces différentielles et totales, voisine de celle observée en diffusion élastique. Ce résultat les conduit à identifier le noyau ^{15}O, entre 14 et 19 MeV d'énergie d'excitation, à une particule α couplée à un coeur de ^{11}C (états quartets). Ce modèle a été détaillé plus récemment (We 69b, Ja 71 et We 72). Dans le présent travail, où nous avons analysé la voie de sortie des groupes de protons, il est peu probable que nous observions des états de ^{15}O à structure α, mais plutôt des états correspondant au couplage d'un proton à un coeur de ^{14}N. On reviendra

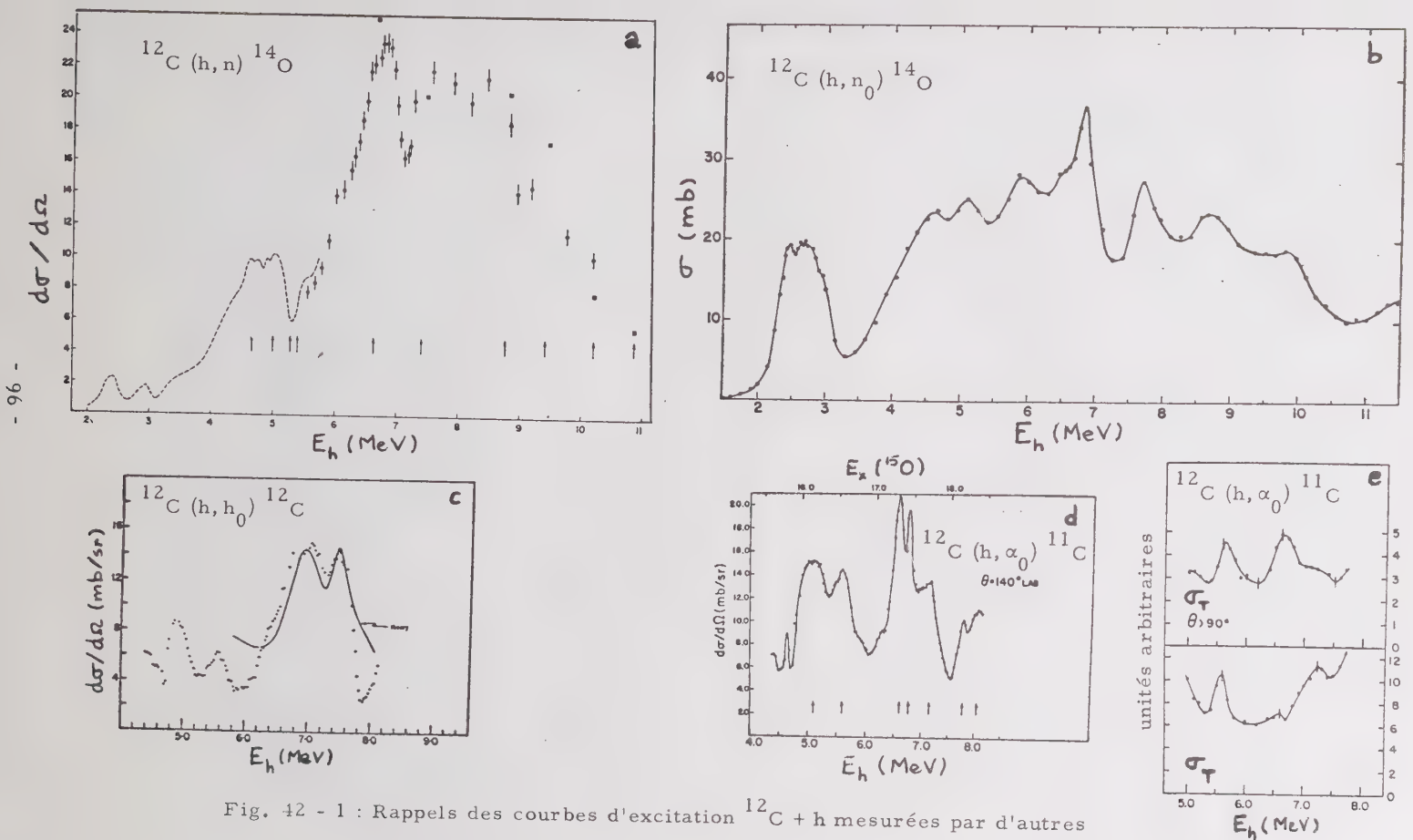


Fig. 42 - 1 : Rappels des courbes d'excitation ^{12}C + h mesurées par d'autres auteurs. a (Fu 65) ; b (Os 64) ; c, d et e (We 69 a).

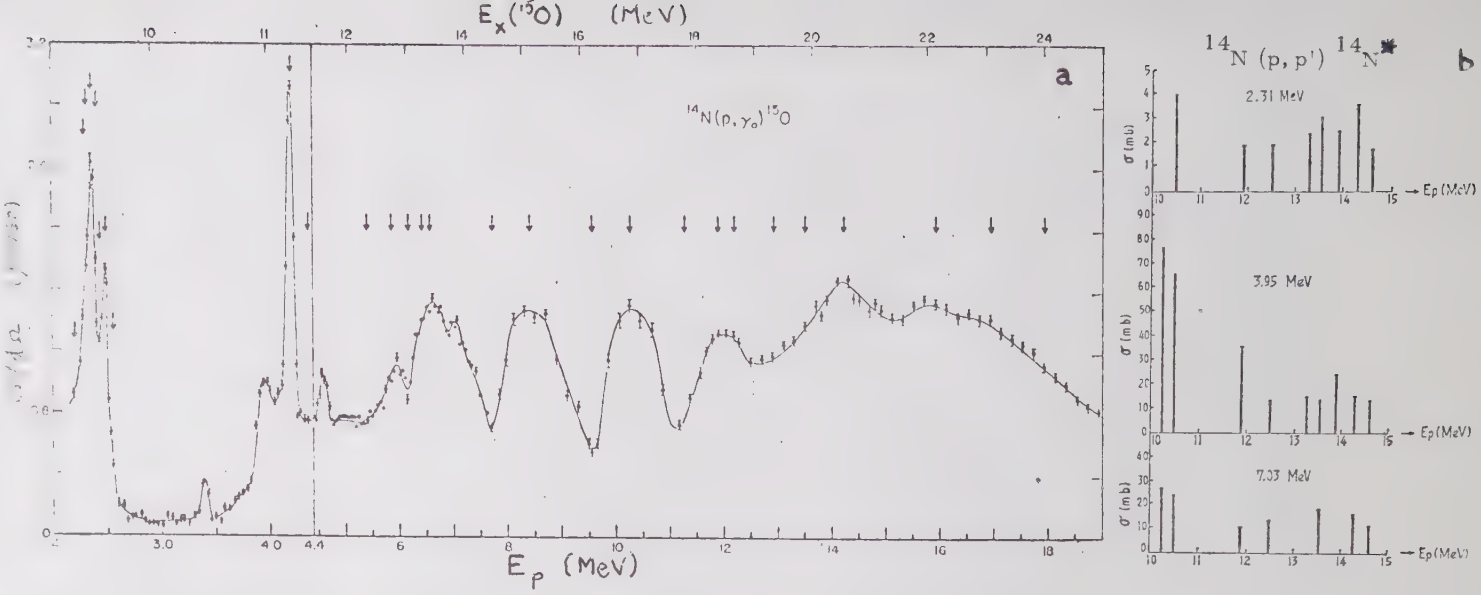
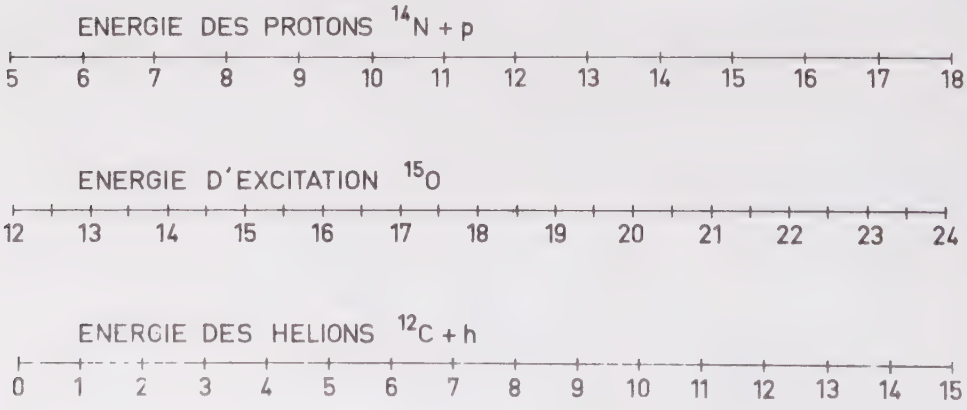


Fig. 42 - 2 : Rappels des courbes d'excitation ^{14}N + p mesurées par d'autres auteurs. a (Ku 70) ; b (Od 71) ; c (Ku 64 b).

ci-après sur la validité d'un tel modèle. En général, la comparaison de toutes les voies de sortie possibles de la réaction $^{12}C + h$, montre l'existence d'une structure résonante des courbes d'excitation, dont certaines sont rappelées sur la fig. 42 : $^{12}C + h$ (We 69a), $^{14}O + n$ (Os 64 et Fu 65), $^{11}C + \alpha$ (We 69a). Mais la correspondance exacte entre elles, à une énergie incidente E_h donnée, est difficile à faire, sinon dangeureuse, puisque dans chacune de ces voies peuvent contribuer un certain nombre d'états de ^{15}O, se recouvrant fortement, et de configurations très différentes.

Pour la voie de sortie $^{14}N + p$, la présence de phénomènes résonants est essentiellement suggérée par les résultats obtenus par Kuan et al. (Ku 70), concernant la capture radiative de protons par ^{14}N. Ces auteurs ont étudié, par la réaction $^{14}N (p \gamma) ^{15}O$ pour $2 \lesssim E_p \lesssim 19$ MeV, les transitions dipolaires vers le niveau fondamental de ^{15}O, d'états compris approximativement entre 9 et 25 MeV d'énergie d'excitation respectivement. Afin de faciliter toutes les comparaisons, les échelles de correspondances en énergies sont indiquées ci-dessous.



La courbe d'excitation à $\theta_\gamma = 90^o$ donnée par Kuan et al. (fig. 7 de la réf. Ku 70, rappelée sur la fig. 42) peut grossièrement se séparer en trois parties :

- pour E_p inférieur à environ 5 MeV, la structure en résonances fines correspond à des états actuellement connus de ^{15}O (Aj. 70) ;
- pour E_p compris approximativement entre 6 et 15 MeV, on a une structure en résonances larges et très marquées, correspondant à la plage d'énergies d'excitations de 13 à 21 MeV environ où la résonance dipolaire géante est fortement structurée ;
- pour $E_p > 15$ MeV environ, il n'y a plus de structure dans la courbe d'excitation qui baisse graduellement avec l'énergie.

Ainsi, on constate que tout le domaine des énergies incidentes considérées ($3 \lesssim E_h \lesssim 11$ MeV), correspond entièrement à la deuxième partie de la courbe de Kuan et al. On note en particulier, que pour $6 \lesssim E_h \lesssim 8$ MeV, on passe par un creux de cette courbe, alors que nous avons vu qu'à ces énergies un phénomène résonant de la voie d'entrée $^{12}C + h$ semblait apparaître dans nos résultats (fig. 41). Ceci confirme la possibilité de superposition de différents effets, correspondant à des états de ^{15}O ayant différentes largeurs partielles particules.

Il existe une certaine similitude de forme, entre les courbes de sections efficaces totales relatives à chacun des niveaux, ainsi que pour la somme de celles-ci (fig. 41), et la courbe de Kuan et al. (fig. 42). Elle est de loin la plus apparente pour le niveau de configuration très pure à 7.03 MeV (fig. 37), dont les maxima et minima correspondent à ceux de la fig. 42 entre $E_p = 9.5$ et 14.5 MeV. Ceci suggère que les états de ^{15}O, qui contribuent à la formation de ce niveau du moins, peuvent être décrits par un

proton couplé à un coeur de ^{14}N dans un état $J^{\pi} = 2^{+}$. Un tel modèle ne peut cependant être appliqué que prudemment. En effet, dans la réaction ^{14}N (p, n) ^{14}O (Ku 64b), il y a une forte résonance à $E_p = 9.85$ MeV, très large ($\Gamma \geq 600 \pm 100$ keV), et l'indication d'autres résonances, de même nature, à $E_p = 10.2$, 11.3 et 12.05 MeV, correspondant justement à $E_h = 5.5$, 6.0, 7.2 et 8.1 MeV respectivement. De plus, dans l'étude des diffusions élastique et inélastique de protons sur ^{14}N, pour $10 \lesssim E_p \lesssim 15$ MeV, Oda et al. (Od 71) concluent à un mécanisme de réaction par noyau composé prédominant. Ces auteurs reportent également la présence de résonances, dans l'excitation des états de configuration $(p\ 3/2,\ p\ 1/2)^{-1}$ [niveaux à 3.95 et 7.03 MeV], à $E_p = 10.2$, 12.0 et 14.1 MeV, qui correspondent approximativement à celles à $E_h = 6.0$, 8.1 et 10.0 MeV observées dans ce travail (fig. 11 et 37).

2) ALIGNEMENTS NUCLEAIRES

Dans la partie théorique de ce travail, nous avions résumé dans le tableau 3 les valeurs des facteurs de population P (0) d'un état final J_f donné, suivant la valeur du moment angulaire total de l'état intermédiaire J_i et celui emporté par le proton de sortie j_2. A priori, ce calcul ne constitue qu'une indication qualitative des valeurs possibles de P (0), puisque l'hypothèse de base qui a été faite, à savoir que l'état intermédiaire J_i est isolé, ne peut naturellement pas s'appliquer à la zone d'énergies d'excitations E_x du noyau ^{15}O considérée. Cependant, si on suppose une structure en quasi résonances géantes dans ^{15}O, n'interférant pas entre elles, ce calcul prend tout son sens. D'une façon générale, comme le suggère la section efficace totale (fig. 41), à l'ensemble des niveaux de ^{15}O qui se recouvrent à une énergie E_x donnée, et qui conduit à un alignement "moyen", solution du

système d'équations (2) ou (3), peut se superposer un état, que la configuration $[p + {}^{14}N^{*}]$ fait dominer en intensité, et qui est responsable de l'alignement mesuré. Mathématiquement, cela correspond à effectuer d'un "poids", ou facteur d'intensité $\alpha(J_i)$, les relations (4) qui donnent les facteurs de population P (0) et P (1) [Ha 69b] . Il devient ainsi possible de comprendre les fortes fluctuations d'alignements observées expérimentalement, pour tous les niveaux, et dans toute la plage d'énergies incidentes considérées.

Comme exemple d'analyse de nos résultats suivant ce procédé, on peut considérer le niveau à 7.03 MeV, pour lequel nous avons vu la correspondance entre les résonances dans la section efficace totale (fig. 37) et la structure dipolaire géante (fig. 42). Dans le travail de Kuan et al. (Ku 70), seules les résonances dipolaires géantes ont été observées, donc leur moment angulaire total est $J_i^{\pi} = 1/2^{+}$ ou $3/2^{+}$, étant donné que celui de l'état fondamental de ^{15}O est $J^{\pi} = 1/2^{-}$. Dans la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N, aux résonances à $E_h \simeq 6.05$ et à 8.0 MeV (σ_t : fig. 37), l'alignement expérimental (fig. 40 et tableau 3) permet d'affecter respectivement les valeurs $J^{\pi} = 1/2^{+}$ et $J^{\pi} = 3/2^{+}$ aux quasi résonances géantes à $E_x = 16.9$ et 18.5 MeV (fig. 42), le proton emportant un moment angulaire $j_2 = 5/2$. Dans le modèle à couplage faible, cela correspond à un coeur de $^{14}N^{*}$, $J^{\pi} = 2^{+}$, couplé à un proton dans l'orbite 1 d 5/2, ce qui explique la parité de ces résonances. Les distributions angulaires de protons (fig. 38) sont d'ailleurs à peu près symétriques par rapport à $\theta_p = 90^{o}$ à ces énergies. De même, à la résonance à $E_h = 10$ MeV, quoique moins nette en capture radiative, l'alignement pratiquement total dans le sous état magnétique m = 0, [$P(0) \simeq 0.9$] , peut s'expliquer, par exemple, par

une résonance $J^{\pi} = 3/2^{+}$ centrée à $E_x = 20.1$ MeV dans ^{15}O (proton dans l'orbite 1 d 3/2).

Nous avons ainsi essayé de poursuivre une telle analyse systématique, à partir de tous les niveaux de ^{14}N pour lesquels on disposait des variations d'alignement, afin de déterminer expérimentalement la structure du noyau ^{15}O. Cependant, vu les différentes possibilités théoriques, conduisant aux mêmes valeurs de P (0) (tableau 3), et vu les largeurs de ces effets, compte tenu de la superposition probable de différentes résonances (géantes par exemple de $J \geqslant 5/2$), il est très difficile, sinon impossible, de déterminer ainsi, de manière unique, les états de ^{15}O.

Ainsi, les alignements expérimentaux observés trouvent une explication qualitative dans la structure du noyau composé ^{15}O, quant à leurs fluctuations en fonction de E_h. Mais leur mesure constitue un test du mécanisme de la réaction plutôt qu'un procédé d'analyse spectroscopique.

3) DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE PROTONS

Puisque le mécanisme prédominant de la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N semble être du type composé, jusqu'à $E_h = 11$ MeV environ, on peut envisager un nouveau lissage des distributions angulaires expérimentales. Blatt et Biedenharn (Bl 52), puis Lustig (Lu 60) ont établi une expression qui permet de calculer la forme théorique d'une distribution angulaire de particules, dans le cas d'une résonance isolée, ou de deux résonances interférant entre elles. Rappelons que la courbe ainsi obtenue, correspond à un développement en polynômes de Legendre d'ordres pairs, les ordres impairs ne provenant que du terme d'interférence de deux niveaux de parité différente. Ainsi, au sommet de résonances

importantes, on doit retrouver la symétrie par rapport à 90^{o}. C'est ce que l'on vérifie effectivement pour le niveau à 7.03 MeV par exemple (fig. 39), par la nullité des coefficients A_3 / A_0 et A_5 / A_0 à $E_h \simeq$ 6 MeV, 8 et 10 MeV, aux erreurs expérimentales près. A ces trois énergies, la non nullité du coefficient A_1 / A_0 peut traduire la contribution du mécanisme direct.

Il est alors plus facile de comprendre les fortes variations des formes des distributions angulaires de tous les groupes de protons, déjà remarquées depuis les énergies incidentes très faibles (Br 57) et jusqu'à E_h = 11 MeV par de nombreux auteurs (Ku 64a et Hi 60 par exemple). Toutes ces énergies correspondent à la deuxième zone de la courbe de Kuan et al. (Ku 70), où, au moins la présence de quasi résonances dipolaires géantes dans ^{15}O, a été clairement montrée par ces auteurs. Cependant, nous ne connaissons pratiquement rien de la structure de ^{15}O, et le nombre de paramètres à introduire pour ces résonances (six en tout) dans la relation de Blatt et Biedenharn, est trop important. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas effectué de tels calculs, d'autant plus qu'une pareille analyse est rendue difficile si, comme c'est le cas dans ce travail,

- plus de deux résonances interfèrent et que l'on ne peut pas négliger leur différentes contributions à la forme des courbes ;
- la largeur des résonances est du même ordre de grandeur que leur espacement ;
- le mécanisme de la réaction n'est pas entièrement du type composé.

Ainsi, à la vue de tous nos résultats, nous ne pensons pas que le mécanisme de l'interaction directe se fasse sentir,

d'une façon tellement croissante, qu'il soit responsable de toutes les fluctuations observées à mesure que l'on augmente l'énergie incidente des hélions dans la plage considérée. Ce modèle extrême, d'un double transfert de nucléons, qui a une probabilité environ constante entre E_h = 5 et 11 MeV (fig. 41 : courbe I.D.), contribue peut-être de façon plus nette dans les creux des courbes de section efficaces totales. La encore, le niveau à 7.03 MeV peut être pris comme exemple, et l'alignement constant entre E_h = 8.5 et 9.2 MeV, dans les sous états magnétiques $|m|$ = 1, confirme cette suggestion (fig. 40 et tableau 2). Si, de façon générale, on constate au-delà de E_h = 8 MeV un meilleur accord des formes des distributions angulaires avec les prévisions de l'interaction directe, les alignements P (0) correspondant ne le confirment pas. Ceci n'est pas contradictoire aux études faites à des énergies supérieures à 11 MeV. En effet, les sections efficaces de noyau composé décroissent alors très rapidement, à cause du nombre de plus en plus grand de voies de sortie cinématiquement possibles. Ainsi, le processus direct devient certainement très vite prédominant, comme cela a été montré à E_h = 13.9 MeV (Pr 60), 15 MeV (Ho 69), 20.1 MeV (Ma 68a) et 25.3 MeV (Ma 68b).

4) MODELES NUCLEAIRES

Tout calcul approfondi de mécanisme de réaction nécessite la connaissance des fonctions d'ondes de tous les états concernés. Si celles de l'état fondamental de ^{12}C (Co 65) et des 10 états de ^{14}N considérés (Co 65, Tr 63, Ma 68a et Ha 69a) sont bien connues, nous ne savons par contre rien sur les états de ^{15}O, susceptibles d'intervenir

comme niveaux intermédiaires. Nous avons vu précédemment que ces derniers sont difficiles à déduire de nos expériences. Un lissage des courbes d'excitation, par une superposition de résonances du type Breit-Wigner, est aussi délicat que celui des distributions angulaires par la théorie de Blatt et Biedenharn, à cause de la forte densité d'états (Gi 65). Du point de vue théorique, on peut envisager le calcul des états de ^{15}O, aux énergies d'excitations E_x considérées, de trois façons différentes :

1) Par un calcul de modèle en couches à couplage faible. Lie et al. (Li 70 et Li 71) ont obtenu ainsi un excellent accord entre les spectres expérimentaux et théoriques jusqu'à E_x = 13 MeV, en couplant de nombreux états trous-particules. Mais une extension de ce modèle, jusque vers E_x = 21 MeV, demanderait d'augmenter considérablement l'espace de configuration, ce qui n'est guère envisageable (Ho 72).

2) Le fait que l'on observe une structure, dans une région d'excitation du noyau composé à forte densité d'états, peut également être interprêté par la théorie des fluctuations d'Ericson (Er 63). On obtiendrait ainsi des informations sur la répartition statistique des niveaux de ^{15}O, mais le nombre de données expérimentales, dans la plage d'énergies d'excitations considérée, est trop faible et ne permettrait aucune conclusion précise.

3) On peut chercher qualitativement où se situeraient, dans ^{15}O, des niveaux obtenus en couplant un proton, pouvant être dans les orbites 1 d 5/2, 2 s 1/2 et 1 d 3/2,

à un coeur de ^{14}N. Un tel modèle est semblable à celui proposé par Baz et Manko (Ba 69b) pour la détermination d'états à structure α, et appliqué par Weller à la voie de sortie $^{11}C + \alpha$ (We 69b et We 72). Pour les niveaux de ^{14}N, d'énergie $E_x^*(^{14}N)$, l'énergie d'excitation correspondante dans ^{15}O est donnée par (Ba 69b):

$$E_x^*(^{15}O) \simeq Q + E_{coul} + E_x^*(^{14}N)$$

Q est le seuil de décomposition de ^{15}O en $^{14}N + p$ et E_{coul} l'énergie de la barrière coulombienne entre ces deux fragments. Les énergies d'excitations dans ^{15}O, s'échelonnent ainsi entre 9.55 et 16.58 MeV, pour les niveaux fondamental et à 7.03 MeV de ^{14}N respectivement. Vu la grande simplicité de ce modèle, on constate qu'il est parfaitement possible d'avoir toute une série d'états dans ^{15}O, situés aux énergies d'excitation considérées dans ce travail, et ayant cette configuration.

Toutes les difficultés d'interprétations théoriques quantitatives, ont pour cause la haute région d'énergies d'excitations du noyau composé ^{15}O atteinte par la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N. Nos résultats expérimentaux contiennent implicitement des informations quant à la structure de ^{15}O pour $14.4 \lesssim E_x \lesssim 20.9$ MeV, mais il n'est pas possible de les en dégager d'une manière directement utilisable.

Jusqu'ici, nous n'avons jamais envisagé la possibilité que la réaction se fasse par le processus direct appelé "heavy-particle-stripping", appliqué à la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N par El Nadi et Kishin (El 59). Ce mécanisme consiste dans le transfert de l'hélion et l'émission d'un proton du coeur. Il produit une remontée des distributions angulaires de particules

aux angles vers l'arrière où son effet est maximum. Ce modèle a cependant connu un développement limité au courant de ces dernières années. D'autre part, Ascuitto et Glendenning (As 69 et As 70) ont montré que le processus "classique" de l'interaction directe peut, dans certains cas favorables, être suplanté par un mécanisme "semi-direct", où le noyau cible serait d'abord excité inélastiquement avant d'absorber la paire de nucléons transférée. C'est en particulier le cas, si le niveau final a pour parent un état excité du noyau cible. Un tel procédé peut effectivement avoir lieu dans la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N, à la vue des configurations prédominantes des premiers états excités de ^{12}C. Mais vu que le mécanisme prédominant de la réaction semble être du type composé, nous n'avons pas développé plus avant de tels calculs.

CONCLUSION

Ce travail nous a permis de montrer que jusqu'à une énergie incidente de E_h = 11 MeV, la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N procède essentiellement par la formation du noyau composé ^{15}O. Bien que l'on atteigne dans ce dernier une haute région d'énergies d'excitations, seule la contribution prédominante de quelques états de ^{15}O, de configuration bien déterminée, permet d'expliquer, du point de vue théorique, les fortes fluctuations observées pour toutes les grandeurs mesurées en fonction de E_h. La contribution d'un mécanisme direct ou semi-direct, dont la probabilité est environ constante pour $E_h \lesssim 11$ MeV, ne semble se faire sentir qu'aux creux des courbes d'excitation, pour $E_h \gtrsim 8$ MeV environ.

La principale difficulté que l'on rencontre pour une interprétation théorique plus quantitative de nos résultats, réside dans la complexité, pour un modèle donné, de prévoir avec précision la structure du noyau ^{15}O entre $E_x \simeq 15$ et 21 MeV. Une solution possible de ce problème est le calcul d'états "doorway", dont l'existence est suggérée par la largeur et l'intensité des phénomènes résonants observés. Expérimentalement aussi, on n'a que peu d'informations sur la structure du noyau ^{15}O, aux énergies d'excitation considérées. Ceci est essentiellement dû aux difficultés rencontrées dans l'analyse spectroscopique du pré-continuum d'un noyau.

Mais ce travail nous a aussi permis de montrer l'intérêt de l'utilisation systématique de la technique des corrélations angulaires, en géométrie colinéaire, pour l'analyse d'un mécanisme de réaction. Nous avons ainsi pu rejeter l'hypothèse d'une contribution importante du mécanisme direct pour $E_h \lesssim 11$ MeV. Cette sugges-

tion provenait de la forme typique de "stripping" de certaines distributions angulaires de protons, qu'il est également possible d'obtenir par la superposition de différents états du noyau composé. Cependant, nous n'avons pas développé la possibilité de tels phénomènes d'interférences, ni de celles due à différents mécanismes de réaction par exemple. Ceci a été fait intentionnellement, afin de ne pas aboutir à une explication quantitative des résultats obtenus, par pure paramétrisation des quantités qui interviennent dans les calculs. Une telle analyse sera par contre pleinement justifiée, dès lors que l'on connaîtra les données fondamentales nécessaires, comme la structure de ^{15}O par exemple, et que l'on cherchera à évaluer les effets que peuvent avoir de telles interférences.

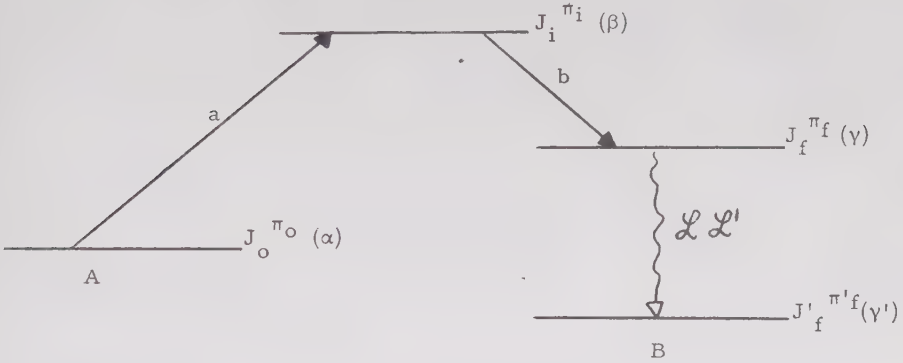
D'une façon générale, l'utilisation de la technique des corrélations angulaires en géométrie colinéaire est particulièrement favorable pour des réactions telles que A (a, b) B, où l'on a : $J_a + J_b \gg J_c$, en appelant c la particule transférée c = a - b. On peut ainsi tester si le mécanisme de la réaction considérée correspond bien à un transfert direct, de particules α par exemple, pour les réactions (Li^6, d), (Li^7, t). Les grandes fluctuations d'alignement observées pour tous les niveaux liés de ^{14}N, autant à $\theta_p = 0^\circ$ et 180°, ne sont certainement pas une caractéristique exclusive de la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N. On sait que de tels phénomènes sont également présents dans d'autres réactions, telles que ^{16}O (h, p) ^{18}F (Go 67) ou ^{40}Ca (h, p) ^{42}Sc (Ba 70) par exemple. Une étude similaire à celle présentée dans ce travail, sur un grand domaine d'énergies incidentes, permettrait de mieux comprendre le mécanisme de telles réactions, qu'il est difficile de déduire clairement des seules mesures d'excitations et de distributions angulaires de particules. De même, l'extension de la présente analyse de la réaction ^{12}C (h, p) ^{14}N,

jusqu'à des énergies incidentes de l'ordre de 20 MeV, permettrait de tester la prépondérance de l'interaction directe, montrée comme pratiquement pure aux environs de 20 MeV.

APPENDICES

NOTATION UTILISEE

1) Réaction du type noyau composé : A (a, b) B



particule a

$j_1 = \ell_1 + s_1$

$(m_1)\ (\lambda_1)\ (\sigma_1)$

particule b

$j_2 = \ell_2 + s_2$

$(m_2)\ (\lambda_2)\ (\sigma_2)$

spin de voie X_1

$X_1 = J_o + s_1$

$(x_1)\ (\alpha)\ (\sigma_1)$

spin de voie X_2

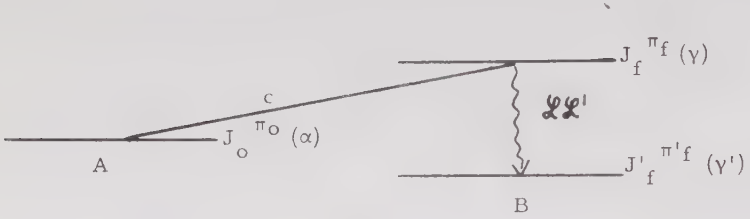
$X_2 = J_f + s_2$

$(x_2)\ (\gamma)\ (\sigma_2)$

$$\underset{(\lambda_1)}{\ell_1} + \underset{(x_1)}{X_1} = \underset{(\beta)}{J_i} = \underset{(\lambda_2)}{\ell_2} + \underset{(x_2)}{X_2} \quad \text{(couplage L-S)}$$

$$J_o + j_1 = J_i = J_f + j_2 \quad \text{(couplage j-j)}$$

2) Réaction du type direct : A (a, b) B ≡ A (c) B avec c = a - b



particule c

$J = L + S$ spin de voie : $X = J_o + S$

(m) (λ) (σ) (x) (α) (σ)

(Couplage L-S) $J_f = L + X$ (Couplage j-j) $J_f = J + J_o$

(γ) (λ) (x) (γ) (m) (α)

APPENDICE 1

En suivant le calcul de Satchler (Sa 64) un élément du tenseur statistique relatif à un état final J_f du noyau résiduel B formé dans la réaction directe A (a, b) B s'écrit avec notre notation : Eq. (99) de la réf. (Sa 64)

$$\rho_{KQ}(J_f J_f) = J_f^2 \sum_{LL'SS'JJ'} (-)^{J_f - J_o + J - K} \hat{J}\,\hat{J'}\; W(J J' J_f J_f ; K J_o)$$

$$\times\; \tilde{\rho}_{KQ}(L S J,\; L' S' J')$$

où le tenseur irréductible $\tilde{\rho}_{KQ}(L S J,\; L' S' J')$ est donné par l'équation (94) de la réf. (Sa 64)

$$\tilde{\rho}_{KQ}(L S J,\; L' S' J') = \sum_{m, m_1 m_2} (-)^{J' - /^u + Q} \langle J\, /^u\, J'\, Q - /^u \mid K\, Q \rangle$$

$$\times\; B_{SJ}^{L\, m\, m_2\, m_1} \qquad B_{S'J'}^{L'\, m-Q\, m_2\, m_1 *}$$

compte tenu des relations vectorielles :

$J = J_f - J_o \qquad S = s_1 - s_2 \qquad L = J - S$

et des relations scalaires :

$m = \gamma - \alpha + m_2 - m_1 \qquad \hat{y} = (2y + 1)^{1/2}$

$/^u = m + m_1 - m_2 \equiv \gamma - \alpha$

D'autre part les symboles $B_{SJ}^{L\, m\, m_2\, m_1}$ et $B_{S'J'}^{L'\, m-Q\, m_2\, m_1 *}$ définis par la relation (70) de la réf. (Sa 64) sont le produit des facteurs spectroscopiques $A_{L S J}$ et $A^*_{L' S' J'}$ et des amplitudes réduites $\beta_{SJ}^{L\, m\, m_2\, m_1}$ et $\beta_{S'J'}^{L'\, m-Q\, m_2\, m_1 *}$ respectivement.

Dans le cas présent, où le moment angulaire total du noyau cible est $J_o = 0$, et dans la géométrie colinéaire à symétrie axiale considérée ($Q = 0$), le coefficient de Racah s'écrit (Br 68) :

$$W (J J' J_f J_f ; K 0) = (-)^{2J_f - K} \delta_{J J_f} \delta_{J' J_f} / \hat{J}_f^2$$

et la relation du tenseur statistique se réduit à :

$$\rho_{K0} (J_f J_f) = \hat{J}_f^2 \sum_{LL' SS'} \tilde{\rho}_{K0} (L S J_f, L' S' J_f)$$

soit en remplaçant par la valeur du tenseur irréductible obtenue pour $Q = 0$:

$$\rho_{K0} (J_f J_f) = \hat{J}_f^2 \sum_{\substack{LL' SS' \\ m m_2 m_1}} (-)^{J_f - \gamma} < J_f \gamma J_f - \gamma | K 0 > \times B^{L m m_2 m_1}_{S J_f} \quad B^{L' m m_2 m_1 *}_{S' J_f}$$

D'autre part, les amplitudes réduites $\beta^{L m m_2 m_1}_{S J_f}$ et $\beta^{L' m m_2 m_1 *}_{S' J_f}$

peuvent être écrites sous forme d'un développement en fonctions de Legendre associées $P_L^m (\cos \theta)$ dont la valeur à $\theta = 0^o$ ou 180^o est donnée par :

$$P_L^m (+1) = P_L^m (-1) = 0 \qquad \text{pour } m \neq 0$$

On en déduit à ces deux seuls angles considérés dans ce travail :

$$\rho_{K0} (J_f J_f) = J_f^2 \sum_{\substack{LL' SS' \\ m_2 m_1}} (-)^{J_f - \gamma} A_{L S J_f} A^*_{L' S' J_f} < J_f \gamma J_f - \gamma | K 0 > \times \beta^{L 0 m_2 m_1}_{S J_f} \quad \beta^{L' 0 m_2 m_1 *}_{S' J_f}$$

En utilisant la définition des paramètres de population donnée dans le texte :

$$P(\gamma) = \sum_{K} (-)^{J_f - \gamma} \langle J_f \gamma J_f - \gamma \mid K 0 \rangle \rho_{K0} (J_f J_f)$$

et en remarquant que :

$$\sum_{K} \langle J_f \gamma J_f - \gamma \mid K 0 \rangle^2 = 1$$

il vient la relation:

$$P(\gamma) = \hat{J}_f^2 \sum_{LL' SS'} A_{LSJ_f} A^{*}_{L'S'J_f} \sum_{m_1 m_2} \beta^{L0 m_2 m_1}_{SJ_f} \beta^{L'0 m_2 m_1 *}_{S'J_f}$$

En suivant le calcul fait par Satchler (réf. Sa 64 : appendice A1) qui suppose que l'interaction spin-orbite est négligeable dans le potentiel optique décrivant les voies d'entrée et de sortie, on peut plus facilement calculer les amplitudes réduites et l'on obtient :

$$\hat{J}_f \beta^{L0 m_2 m_1}_{SJ_f} = \langle L0Sm_1 - m_2 \mid J_f m_1 - m_2 \rangle \langle s_1 m_1 s_2 m_2 \mid Sm_1 - m_2 \rangle$$

$$\times (-)^{s_2 - m_2} \hat{L} \beta^{L0}_{SJ_f}$$

compte tenu de la relation conjugée donnant $\beta^{L'0 m_2 m_1 *}_{S'J_f}$

on obtient finalement pour les paramètres de population :

$$P(\gamma) = \sum_{LL'S} \hat{L}\hat{L}' \langle L0S\gamma \mid J_f \gamma \rangle \langle L'0S\gamma \mid J_f \gamma \rangle$$

$$\times A_{LSJ_f} A^{*}_{L'SJ_f} \beta^{L0}_{SJ_f} \beta^{L'0 *}_{SJ_f}$$

D'après les règles de sélection de Glendenning, seule une valeur du moment angulaire intrinsèque S de transfert est possible. En supposant qu'il n'y a qu'une valeur pour le moment angulaire total transféré L (ce qui est rigoureusement vrai pour les états de parité naturelle), il vient :

$$P(\gamma) = \text{constante} \times \langle L0S\gamma \mid J_f \gamma \rangle^2 \mid \beta^{L0}_{SJ_f} \mid^2$$

APPENDICES 2

Appendice 2a

Sheldon et Strang (Sh 69) développent le calcul des coefficients de la corrélation angulaire entre les particules sortantes b que l'on détecte, et les rayonnements γ de désexcitation. La relation 2,44, donnée par ces auteurs, s'écrit dans notre notation :

$$a_{/u\nu\lambda} = \frac{\lambda^2}{16\pi} g \; B_{/u}(j_1\, j_1\, J_o\, J_i\, ;\, s_1) \; R_{/u\nu\lambda}(j_2\, j_2\, J_i\, J_f\, ;\, s_2) \times A_\lambda \; \tau$$

où τ est le facteur de pénétrabilité calculé en fonction des coefficients de transmission $T^J_{\alpha \ell s}$ donnés dans le paragraphe relatif à la théorie de Hauser-Feshbach. Les coefficients A_λ décrivant la transition γ sont calculés par Sheldon et Strang, mais ne sont pas nécessaires ici, puisque seuls les tenseurs $B_{/u\nu\lambda}$ interviennent dans les calculs d'alignements ; en effet, la relation peut s'écrire

$$a_{/u\nu\lambda} = B_{/u\nu\lambda} \; \tau \; A_\lambda$$

où A_λ est une constante pour l'analyse de la formation d'un état final donné.

En fait, les coefficients $a_{/u\nu\lambda}$ sont, dans le cas général, ceux d'un développement en fonctions de Legendre hyperpolynomiales, ces dernières étant définies par (Sh 69) :

$$S_{/u\nu\lambda}(\theta_b\, \theta_\gamma\, \varphi) = \hat{u}\,\hat{\nu} \; \langle u\,0\;\nu\;0 \mid \lambda\;0\rangle \; P_\nu(\cos\theta_b)\, P_\lambda(\cos\theta_\gamma) + 2 \sum_{m=1}^{+\min(\nu,\lambda)} \hat{u}\,\hat{\nu} \left[\frac{(\nu-m)!\,(\lambda-m)!}{(\nu+m)!\,(\lambda+m)!}\right]^{1/2} \langle u\,0\;\nu\;m \mid \lambda\;m\rangle \; P^m_\nu(\cos\theta_b) \times P^m_\lambda(\cos\theta_\gamma) \cos m\varphi$$

Dans le cas particulier de la géométrie colinéaire, on a :
$\theta_b = 0^o$ ou 180^o, et avec les propriétés :

$$P_\nu^m (+1) = P_\nu^m (-1) = 0 \quad \text{pour } m \neq 0 \text{ et } P_\nu \quad (+1) = 1 \ ,$$

ces fonctions se réduisent à :

$$S_{/^u \nu \lambda} (\theta_b \theta_\gamma \varphi) = /^{\hat{u}} \hat{\nu} \ \langle /^u 0 \ \nu \ 0 \mid \lambda \ 0 \rangle \ P_\lambda \ (\cos \theta_\gamma)$$

On en déduit que les tenseurs statistiques qui sont à calculer s'écrivent :

$$\rho_\lambda (J_f J_f) = \frac{\sum_{\mu\nu} B_{\mu\nu\lambda}}{\sum_{\mu\nu} B_{\mu\nu 0}} = \frac{1}{N} \sum_{\nu/^u} g \ B_{/^u} (j_1 j_1 J_o J_i ; s_1)$$

$$x \, R_{/^u \nu \lambda} (j_2 j_2 J_i J_f ; s_2) \ \langle /^u 0 \ \nu \ 0 \mid \lambda \ 0 \rangle \ /^{\hat{u}} \hat{\nu} \ \tau$$

En utilisant les relations calculées par ces auteurs pour les termes $B_{/^u} (j_1 j_1 J_o J_i ; s_1)$ et $R_{/^u \nu \lambda} (j_2 j_2 J_i J_f ; s_2)$, et en introduisant une norme N', on obtient finalement la relation :

$$\rho_\lambda (J_f J_f) = \frac{1}{N'} \sum_{J_i / ^u \nu} (-)^{j_2 - J_i} (2J_i + 1)^2 (2\ell_1 + 1) (2j_1 + 1)$$

$$x \, (2\ell_2 + 1) (2j_2 + 1) (2/^u + 1)^{1/2} (2\nu + 1)^{1/2} \ \langle \ell_1 \ 0 \ \ell_1 \ 0 \mid /^u 0 \rangle$$

$$x \langle \ell_2 \ 0 \ \ell_2 \ 0 \mid \nu \ 0 \rangle \ \langle /^u 0 \ \nu \ 0 \mid \lambda \ 0 \rangle \quad W (j_1 j_1 J_i J_i ; /^u J_o)$$

$$x \, W (\ell_1 \ell_1 j_1 j_1 ; /^u s_1) \, W (\ell_2 \ell_2 j_2 j_2 ; \nu \ s_2)$$

$$x \, X (J_i J_i /^u ; j_2 j_2 \nu ; J_f J_f \lambda) \quad \tau (\ell_1) \quad \tau (\ell_2)$$

les facteurs de population étant alors donnés par :

$$P(\gamma) = \sum_{\lambda} (-)^{J_f - \gamma} \frac{1}{\sqrt{2 J_f + 1}} < J_f \gamma J_f - \gamma | \lambda 0 > \rho_\lambda (J_f J_f)$$

où la norme $(2 J_f + 1)^{-1/2}$ vient de la relation de passage entre les coefficients de Clebsch-Gordon et ceux, toujours utilisés dans ce travail, de Condon et Shortley.

Appendice 2b

En utilisant les calculs d'algèbre tensorielle, Ferguson arrive à la relation très générale donnant l'expression du tenseur d'un vecteur somme : $a = b + \ell$ (relation 2.43 de la réf. Fe 65) :

$$\rho_{kK}(a b \ell , a' b' \ell') = \sum_{k_b K_b k_\ell K_\ell} \rho_{k_b K_b}(b b') \rho_{k_\ell K_\ell}(\ell \ell')$$

$$x < k_b K_b k_\ell K_\ell | k K > \hat{a} \hat{a}' \hat{k}_b \hat{k}_\ell \; X (b b' k_b ; \ell \ell' k_\ell ; a a' k)$$

Cette expression se simplifie en considérant l'approximation des ondes planes et pour des particules incidentes non polarisées le tenseur correspondant à un couplage $j = \ell + s$ s'écrit : (Fe 65 relation 2.52)

$$\rho_{k0}(jj) = (-)^{s+k-j} \hat{\ell} \hat{\ell}' \hat{j} \hat{j}' \hat{s}^{-2} (4\pi)^{-1} < \ell 0 \ell' 0 | k 0 > W(\ell \ell' j j' ; k s)$$

Nous avons appliqué quatre fois ce calcul en ne considérant chaque fois que des valeurs uniques des moments angulaires :

a) couplage $j_1 = \ell_1 + s_1$

$$\rho_{/u o}(j_1 j_1) = (-)^{s_1 + /u - j_1} \hat{\ell}_1^2 \hat{j}_1^2 \hat{s}_1^{-2} (4\pi)^{-1} < \ell_1 0 \ell_1 0 | /u 0 >$$

$$W(\ell_1 \ell_1 j_1 j_1 ; /u s_1)$$

b) couplage : $J_i = j_1 + J_o$

$$\rho_{k0}(J_i J_i) = \sum_{/u\varepsilon} \rho_{/u0}(j_1 j_1)\ \rho_{\varepsilon 0}(J_o J_o) \langle /u0\ \varepsilon 0 \mid k0 \rangle\ \hat{J}_i^{\,2}$$

$$x\ \hat{/u}\ \hat{\nu} \qquad X(j_1 j_1 /u ; J_o J_o \varepsilon \ ; J_i J_i \quad k)$$

c) couplage : $j_2 = \ell_2 + s_2$

$$\rho_{\nu 0}(j_2 j_2) = (-)^{s_2 + \nu - j_2}\ \hat{\ell}_2^{\,2}\ \hat{j}_2^{\,2}\ \hat{s}_2^{\,-2}\ (4\pi)^{-1}$$

$$\langle \ell_2 0\ \ell_2 0 \mid \nu\ 0 \rangle \quad W(\ell_2 \ell_2 j_2 j_2 ; \nu \quad s_2)$$

d) couplage $J_f = J_i + j_2$

$$\rho_{\lambda 0}(J_f J_f) = \sum_{k\nu} \rho_{k0}(J_i J_i)\ \rho_{\nu 0}(j_2 j_2) \langle k0\ \nu 0 \mid \lambda 0 \rangle$$

$$x\ J_f^{\,2}\ \hat{k}\ \hat{\nu} \qquad X(J_i J_i k ; j_2 j_2 \nu ; J_f J_f \ \lambda \ )$$

En remplaçant dans la dernière expression les tenseurs par leurs valeurs données dans les trois premières relations, et en notant que l'on a :

$$\rho_{\varepsilon 0}(J_o J_o) = \delta_{\varepsilon 0}\ \hat{J}_o^{\,-1}$$

avec $\varepsilon = 0$ le coefficient "9_j" de Wigner se réduit à un coefficient "6_j" :

$$X(j_1 j_1 /u ; J_o J_o 0 ; J_i J_i k) = (-)^{J_o + /u - J_i - j_1}\ \hat{J}_o^{\,-1}\ \hat{k}^{-1}$$

$$x\ W(j_1 j_1 J_i J_i ; /u J_o)$$

et $\langle /u0\ \ 0\,0 \mid k0 \rangle = 1$ entraîne $k = /u$

on obtient la relation :

$$\rho_{\lambda 0}(J_f J_f) = \sum_{/^u \nu} (-)^{J_o - J_i + s_1 + s_2 - j_2 - 2j_1} \hat{J}_i^2 \hat{J}_f^2 \hat{\ell}_1^2 \hat{j}_1^2 \hat{\ell}_2^2 \hat{j}_2^2$$

$$\times \hat{J}_o^{-2} \hat{s}_1^{-2} \hat{s}_2^{-2} \langle \ell_1 0 \ \ell_1 0 \mid /^u 0 \rangle \langle \ell_2 0 \ \ell_2 0 \mid \nu 0 \rangle$$

$$\times W(j_1 j_1 J_i J_i ; /^u J_o) W(\ell_1 \ell_1 j_1 j_1 ; /^u s_1)$$

$$\times W(\ell_2 \ell_2 j_2 j_2 ; \nu s_2) X(J_i J_i /^u ; j_2 j_2 \nu ; J_f J_f \lambda) (4\pi)^{-2}$$

$$\times \hat{/^u} \hat{\nu} \langle /^u 0 \ \nu 0 \mid \lambda 0 \rangle$$

Finalement, en tenant compte du facteur statistique des moments angulaires J_i du noyau composé $g = (2J_i + 1)(2J_o + 1)^{-1}(2s_1 + 1)^{-1}$, des facteurs de pénétrabilité $\tau^{(\ell_1)}$ et $\tau^{(\ell_2)}$ et de la normalisation de ces tenseurs, on retrouve bien la relation obtenue dans l'appendice 2a.

APPENDICE 3

Considérons le couplage L - S, par exemple, ou encore dit de "channel-spin", avec $J_f = L + X$ et $X = J_o + S$. Le système initial peut être décrit complètement par les états propres $|L\,\lambda\rangle|Xx\rangle = |L\,\lambda\;Xx\rangle$ et le système final par $|J_f\,\gamma\rangle$. Si on considère qu'il n'y a aucun changement dynamique, ces deux systèmes sont simplement reliés entre eux par la formule de changement de base, qui s'écrit par application de la relation de fermeture :

$$\langle J_f\,\gamma| = \sum_{\lambda x} \langle J_f\,\gamma|L\,\lambda\,X\,x\rangle \langle L\,\lambda\,X\,x|$$

Mais en fait, l'interaction directe correspond à un changement dynamique qui fait passer le système d'une base à l'autre et si V est l'opérateur responsable de cette transition, on a :

$$\langle J_f\,\gamma|V = \sum_{\lambda x} \langle J_f\,\gamma|V|L\,\lambda\;X\,x\rangle \langle L\,\lambda\;X\,x|$$

par application du théorème de Wigner - Eckart, cette relation s'écrit:

$$\langle J_f\,\gamma|V = \sum_{\lambda x} \langle L\,\lambda\,X\,x|J_f\,\gamma\rangle \langle J_f \|\,V\,\| L\,X\rangle \langle L\,\lambda\,X\,x|$$

De même, on obtient pour la relation conjuguée:

$$V^*|J'_f\,\gamma'\rangle = \sum_{\lambda' x'} \langle L'\,\lambda'\,X'\,x'|J'_f\,\gamma'\rangle \langle J'_f \|\,V\,\| L'\,X'\rangle^* |L'\,\lambda'\,X'\,x'\rangle$$

en utilisant les propriétés de symétrie des coefficients de Clebsch - Gordon.

Un élément de la matrice densité $\rho^{(0)}$ d'états initiaux s'écrit alors :

$$\langle J_f\,\gamma|V\,\rho^{(0)}\,V^*|J'_f\,\gamma'\rangle = \sum_{\lambda x \lambda' x'} \langle L\,\lambda\,X\,x|J_f\,\gamma\rangle \langle L'\,\lambda'\,X'\,x'|J'_f\,\gamma'\rangle$$
$$\langle L\,X\|V\|J_f\rangle^* \langle L'\,x'\|V\|J'_f\rangle$$
$$\langle L\,\lambda\,X\,x|\,\rho^{(0)}|L'\,\lambda'\,X'\,x'\rangle$$

et par définition (Go 60) la matrice densité $\rho^{(f)}$ d'états finals est donnée par

$$\rho^{(f)} = V \quad \rho^{(0)} \quad V^{*}$$

En utilisant les formules de changements de base ou de transformation unitaire pour le vecteur somme $X(x) = J_o(\alpha) + S(\sigma)$ on a, compte tenu de $\langle L \lambda \; X x | = \langle L \lambda | \quad \langle X x |$, les relations :

$$\langle X x | = \sum_{\alpha \sigma} \langle J_o \alpha S \sigma | \quad X x \rangle \langle J_o \alpha \; S \sigma |$$

soit finalement l'expression générale :

$$\langle J_f \gamma | \rho^{(f)} | J'_f \gamma' \rangle = \sum_{\substack{\alpha \sigma \lambda x \\ \alpha' \sigma' \lambda' x'}} \langle J_o \alpha S \sigma | X x \rangle$$

$$\times \langle J'_o \alpha' S' \sigma' \; | \; X' x' \rangle \langle L \lambda \; X x | J_f \gamma \rangle \langle L' \lambda' X' x' | J'_f \gamma' \rangle$$

$$\times \langle L X \| V \| J_f \rangle^{*} \langle L' X' \| V \| J'_f \rangle \langle J_o \alpha | \rho^{(0)} | J'_o \alpha' \rangle$$

$$\times \langle S \sigma | \rho^{(0)} | S' \sigma' \rangle \langle L \lambda | \rho^{(0)} | L' \lambda' \rangle$$

Dans le cas présent, où il n'y a pas d'interférences entre les états initiaux et finals ($J_o = J'_o$ et $J_f = J'_f$) cette relation s'écrit, compte tenu de :

$\langle J_o \alpha | \rho^{(0)} | J_o \alpha \rangle = \hat{J}_o^{-2}$ Les états J_o et s n'étant pas

$\langle S \sigma | \rho^{(0)} | S \sigma \rangle = \hat{S}^{-2}$ polarisés (Li 61)

$$\langle J_f \gamma | \rho^{(f)} | J_f \gamma' \rangle = \sum_{\substack{\alpha \sigma \lambda x \\ \alpha' \sigma' \lambda' x'}} \langle J_o \alpha S \sigma | X x \rangle \langle J_o \alpha S \sigma \; | \; X' x' \rangle$$

$$\langle L \lambda \; X x | J_f \gamma \rangle \langle L' \lambda' X' x' | J_f \gamma' \rangle$$

$$\langle L X \| V \| J_f \rangle^{*} \langle L' X' \| V \| J'_f \rangle$$

En remarquant que :

$$\sum_{\alpha\,\sigma} \langle J_o\, \alpha\, S\, \sigma \mid X\, x \rangle \langle J_o\, \alpha\, S\, \sigma \mid X'\, x' \rangle = \delta_{XX'}\ \delta_{xx'}$$

et en introduisant la condition de la géométrie colinéaire :

$\lambda = \lambda' = 0$ qui entraîne pour des raisons de non nullité des coefficients de Clebsch - Gordon $x = \gamma = \gamma'$, on obtient avec l'hypothèse des ondes planes (Fe 65) : $\langle L\ 0 \mid \rho^{(0)} \mid L'\ 0 \rangle = \hat{L}\ \hat{L}'$

$$P(\gamma) = \langle J_f\, \gamma \mid \rho^{(f)} \mid J_f\, \gamma \rangle = \frac{\hat{L}\ \hat{L}'}{(\hat{J}_o\ \hat{S})^2} \langle L\ 0\ X\ \gamma \mid J_f\, \gamma \rangle$$

$$\langle L'\ 0\ X'\ \gamma \mid J_f\, \gamma \rangle$$

$$\langle L\ S \| V \| J_f \rangle^* \langle L'\ S \| V \| J_f \rangle$$

et pour $L = L'$, on en déduit bien, si $J_o = 0$:

$$\frac{P(1)}{P(0)} = \frac{\langle L\ 0\ S\ 1 \mid J_f\ 1 \rangle^2}{\langle L\ 0\ S\ 0 \mid J_f\ 0 \rangle^2}$$

APPENDICE 4

En suivant la notation que nous avons adoptée dans le cas du noyau composé, la relation qui donne l'alignement d'un niveau J_i du noyau composé est celle obtenue dans l'appendice 3 et s'écrit :

$$\langle J_i \beta | \rho^{(i)} | J_i \beta \rangle = \frac{\hat{\ell}_1^{\,2}}{\hat{s}_1^{\,2}} \langle \ell_1 \, 0 \, s_1 \beta | J_i \beta \rangle^2 \, |\tau^{(\ell_1)}|^2$$

La voie de sortie sera traitée de la même façon que la voie d'entrée suivant le schéma :

$$(J_o = 0) \quad \ell_1 \; s_1 \longrightarrow J_i \longrightarrow J_f \quad \ell_2 \; s_2$$

et en utilisant le couplage j-j, à savoir :

$$J_i = J_f + j_2 \qquad \text{avec} \qquad j_2 = \ell_2 + s_2$$

Si W est l'opérateur responsable de la transition, on aura :

$$\langle J_f \gamma \, j_2 \, m_2 | W = \sum_{J_i \beta} \langle J_f \gamma \, j_2 \, m_2 | J_i \beta \rangle \langle J_f \, j_2 \| W \| J_i \rangle \langle J_i \beta |$$

$$W^* | J'_f \gamma' j'_2 \, m'_2 \rangle = \sum_{J_i \beta} \langle J'_f \gamma' j'_2 \, m'_2 | J_i \beta \rangle \langle J'_f \, j'_2 \| W \| J_i \rangle^* | J_i \beta \rangle$$

Avec de plus la transformation unitaire :

$$\langle j_2 \, m_2 | = \sum_{\lambda_2 \sigma_2} \langle \ell_2 \, \lambda_2 \, s_2 \, \sigma_2 | j_2 \, m_2 \rangle \langle j_2 \, m_2 |$$

et la relation conjuguée :

$$| j'_2 \, m'_2 \rangle = \sum_{\lambda'_2 \sigma'_2} \langle \ell'_2 \, \lambda'_2 \, s'_2 \, \sigma'_2 | j'_2 \, m'_2 \rangle \, | \, j'_2 \, m'_2 \rangle$$

il vient :

$$\langle J_f \gamma \ \ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2 | W \ \rho^{(i)} W^* | J'_f \gamma' \ \ell'_2 \lambda'_2 s'_2 \sigma'_2 \rangle$$

$$= \sum_{\substack{J_i \beta \lambda_2 \sigma_2 \\ \lambda'_2 \ \sigma'_2}} \langle \ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2 | j_2 m_2 \rangle \ \langle \ell'_2 \lambda'_2 s'_2 \sigma'_2 | j'_2 m'_2 \rangle$$
$$\times \langle J_f \gamma j_2 m_2 | J_i \beta \rangle \langle J'_f \gamma' j'_2 m'_2 | J_i \beta \rangle$$
$$\times \langle J_f j_2 \| W \| J_i \rangle \ \langle J'_f j'_2 \| W \| J_i \rangle^*$$
$$\times \langle J_i \beta | \rho^{(i)} | J_i \beta \rangle \langle \ell_2 \lambda_2 | \rho^{(i)} | \ell'_2 \lambda'_2 \rangle$$
$$\times \langle s_2 \sigma_2 | \rho^{(i)} | s'_2 \sigma'_2 \rangle$$

La condition de la géométrie colinéaire entraîne $\lambda_2 = \lambda'_2 = 0$ d'où $m_2 = \sigma_2 = m'_2 = \sigma'_2$. Compte tenu de l'approximation des ondes planes et pour des particules non polarisées, on obtient pour un état final J_f donné :

$$P(\gamma) = \sum_{J_i \beta \sigma_2} \langle \ell_2 0 s_2 \sigma_2 | j_2 \sigma_2 \rangle \langle \ell'_2 0 s_2 \sigma_2 | j'_2 \sigma_2 \rangle$$
$$\times \langle J_f \gamma j_2 \sigma_2 | J_i \beta \rangle \langle J_f \gamma j'_2 \sigma_2 | J_i \beta \rangle$$
$$\times |\tau^{(\ell_1)}|^2 \tau^{(\ell_2)} \tau^{(\ell'_2)} \hat{\ell}_2 \hat{\ell}'_2 \hat{s}_2^{-2} \hat{\ell}_1^2 \hat{s}_1^{-2}$$
$$\times \langle \ell_1 0 s_1 \beta | J_i \beta \rangle^2$$

APPENDICE 5

La section efficace de réaction peut s'écrire à partir de la formation du noyau composé :

$$\sigma \simeq |\langle {}^{12}C + h \,|\, {}^{14}N^{*} + p \rangle|^{2} = \sum_{\alpha} |\langle {}^{12}C + h \,|\, \psi_{\alpha}^{J_i} \rangle \langle \psi_{\alpha}^{J_i} \,|\, {}^{14}N^{*} + p \rangle|^{2}$$

les $\psi_{\alpha}^{J_i}$ sont les fonctions d'ondes des états α du noyau composé qui interfèrent, de moment angulaire total J_i. Si on suppose que seul un niveau J_i contribue à la réaction, on a :

$$\sigma \simeq |\langle {}^{12}C + h \,|\, \psi^{J_i} \rangle|^{2} \; |\langle \psi^{J_i} \,|\, {}^{14}N^{*} + p \rangle|^{2}$$

On peut écrire la fonction d'onde ψ^{J_i} sous la forme :

$$\psi^{J_i} = \sum_{\nu} \alpha_{\nu} \left[J_f^{\pi} \; T_f \,;\, \ell_2 \right]_{J_i} + \sum_{\mu} \beta_{/u} \; \Phi_{/u}$$

On traduit par là le couplage d'un proton dans l'orbitale ℓ_2 au coeur excité de ^{14}N dans l'état $J_f^{\pi} \; T_f$, pour former l'état composé J_i. Dans cette base complète, les $\Phi_{/u}$ représentent tous les autres termes nécessaires à spécifier complètement ψ^{J_i} ; en particulier les $\Phi_{/u}$ sont orthogonaux au premier terme et on a la relation de normalisation : $\sum_{\nu} |\alpha_{\nu}|^{2} + \sum_{\mu} |\beta_{/u}|^{2} = 1$

La population $P(\gamma)$ d'un sous état magnétique γ de J_f est la probabilité que le système soit laissé dans cet état ; elle correspond aux intégrales de recouvrement des fonctions d'ondes :

$$P(\gamma) = |\langle \psi^{J_i}(\beta) \,|\, \Phi_{{}^{14}N^{*}}(J_f \; T_f \,,\, \gamma) \; \chi_b(\ell_2 \; \lambda_2 \; s_2 \; \sigma_2) \rangle|^{2}$$

la fonction d'onde du proton s'écrit :

$$\chi_b(\ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2) = \sum_{j_2 m_2} \langle \ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2 | j_2 m_2 \rangle | j_2 m_2 \rangle$$

et celle qui correspond à son couplage au coeur $^{14}N^*(J_f)$:

$$\left[\Phi_{^{14}N^*}(J_f T_f, \gamma) \chi_b(\ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2) \right]^{J_i}(\beta)$$

$$= \sum_{j_2 m_2} \langle \ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2 | j_2 m_2 \rangle \sum_{J_i \beta} \langle J_f \gamma j_2 m_2 | J_i \beta \rangle | J_i \beta \rangle$$

L'alignement dans le sous état magnétique γ s'écrit alors :

$$P(\gamma) \simeq \left| \sum_{j_2 m_2 J_i \beta} \langle J_f \gamma j_2 m_2 | J_i \beta \rangle \langle \ell_2 \lambda_2 s_2 \sigma_2 | j_2 m_2 \rangle \right|^2$$

pour une valeur du moment angulaire j_2 emporté par le proton et avec la condition de la géométrie colinéaire il vient :

$$P(\gamma) \simeq \left| \sum_{J_i \beta \sigma_2} \langle J_f \gamma j_2 \sigma_2 | J_i \beta \rangle \langle \ell_2 0 s_2 \sigma_2 | j_2 \sigma_2 \rangle \right|^2$$

Cette relation est directement comparable à l'équation (3) du texte avec $\ell_2 = \ell'_2$.

BIBLIOGRAPHIE

Ad 70 — E.G. ADELBERGER et A.B. Mc DONALD, Nucl. Phys. A145 (1970) 497

Aj 70 — F. AJZENBERG - SELOVE, Nucl. Phys. A152 (1970) 1

As 69 — R.J. ASCUITTO et N.K. GLENDENNING, Phys. Rev. 181 (1969) 1396

As 70 — R.J. ASCUITTO et N.K. GLENDENNING, Phys. Rev. C2 (1970) 415

Au 70 — N. AUSTERN, "Direct Nuclear Reaction Theories", Wiley - Interscience, Edité par R.E. MARSHAK, Rochester, N.Y. (1970)

Ba 69a — N. BARON, R.F. LEONARD et D.A. LIND, Phys. Rev. 180 (1969) 978

Ba 69b — A.I. BAZ et V.I. MANKO, Phys. Rev. Lett. 28B (1969) 541

Ba 70 — D.P. BALAMUTH, G.P. ANASTASSIOU et R.W. ZURMUHLE, Phys. Rev. C2 (1970) 215

Ba 71 — D.P. BALAMUTH, Phys. Rev. C3 (1971) 1565

Bl 52 — J.M. BLATT et L.C. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258

Bl 65 — R.S. BLAKE, D.J. JACOBS, J.O. NEWTON et J.P. SCHAPIRA, Phys. Lett. 14 (1965) 219

Br 57 D.A. BROMLEY, E. ALMQVIST, H.E. GOVE, A.E. LITHERLAND, E.B. PAUL et A.J. FERGUSON, Phys. Rev. 105 (1957) 957

Br 68 D.M. BRINK et G.R. SATCHLER, "Angular Momentum" (Clarendon Press, Oxford ; 1968) p. 142

Bu 51 S.T. BUTLER, Proc. Roy. Soc. Lond. A208 (1951) 559

Co 65 S. COHEN et D. KURATH, Nucl. Phys. 73 (1965) 1

Cu 71 T.H. CURTIS, H.F. LUTZ, D.W. HEIKKINEN et W. BARTOLINI, Nucl. Phys. A165 (1971) 19

Di 64 G.U. DIN, H.M. KUAN et T.W. BONNER, Nucl. Phys. 50 (1964) 267

El 59 M. EL NADI et M. EL KHISHIN, Proc. Phys. Soc. (London) 73 (1959) 705

Fe 65 A.J. FERGUSON. "Angular Correlation Methods in gamma-ray spectroscopy", N. H. P. C. Amsterdam (1965)

Fr 70 R.F. FRASER, R.K. GARNSWORTHY et B.M. SPICER, Nucl. Phys. A156 (1970) 489

Fu 65 H.W. FULBRIGHT, W. P. ALFORD, O.M. BILANIUK, V.K. DESHPANDE et J.W. VERBA, Nucl. Phys. 70 (1965) 553

Ga 67 A. GALLMANN, F. HAAS et B. HEUSCH, Phys. Rev. 164 (1967) 1257

Ga 69 A. GALLMANN, F. HAAS et B. HEUSCH, Conférence Internationale sur les propriétés des états nucléaires, Montréal 1969

Ge 72 P.D. GEORGOPULOS, W.A. LOCHSTET et E. BLEULER, Nucl. Phys. A183 (1972) 625

Gi 65 A. GILBERT, F.S. CHEN et A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965) 1248

Gl 65 N.K. GLENDENNING, Phys. Rev. 137 (1965) B102

Go 60 L.J.B. GOLDFARB et R.C. JOHNSON, Nucl. Phys. 18 (1960) 353

Go 66 S. GORODETZKY, R.M. FREEMAN, A. GALLMANN et F. HAAS, Phys. Rev. 149 (1966) 801

Go 67 S. GORODETZKY, R.M. FREEMAN, A. GALLMANN, F. HAAS et B. HEUSCH, Phys. Rev. 155 (1967) 1119

Ha 52 W. HAUSER et H. FESHBACH, Phys. Rev. 87 (1952) 366

Ha 69a F. HAAS, Thèse Strasbourg (1969)

Ha 69b F. HAAS, B. HEUSCH, A. GALLMANN et D.A. BROMLEY, Phys. Rev. 188 (1969) 1625

He 66 B. HEUSCH, Thèse de 3^{e} cycle Strasbourg (1966)

Hi 60 S. HINDS et R. MIDDLETON, Proc. Phys. Soc. 75 (1960) 745

Ho 69 C.H. HOLBROW, R. MIDDLETON et W. FOCHT, Phys. Rev. 183 (1969) 880

Ho 72 P.E. HODGSON, Communication privée

Ja 71 R.F. JACKSON et H.R. WELLER, Nucl. Phys. A160 (1971) 247

Ku 64a H.M. KUAN, T.W. BONNER et J.R. RISSER, Nucl. Phys. 51 (1964) 481

Ku 64b H.M. KUAN et J.R. RISSER, Nucl. Phys. 51 (1964) 518

Ku 70 H.M. KUAN, M. HASINOFF, W.J. O'CONNEL et S.S. HANNA, Nucl. Phys. A151 (1970) 129

Ku 71 P.D. KUNZ, Communication privée

Li 61 A.E. LITHERLAND et A.J. FERGUSON, Can. J. Phys. 39 (1961) 788

Li 70 S. LIE, T. ENGELAND et G. DAHLL, Nucl. Phys. A156 (1970) 449

Li 71 S. LIE et T. ENGELAND, Nucl. Phys. A169 (1971) 617

Lu 60 H. LUSTIG, Phys. Rev. 117 (1960) 1317

Ma 68a N.F. MANGELSON, B.G. HARVEY et N.K. GLENDENNING, Nucl. Phys. A117 (1968) 161

Ma 68b K. MATSUDA, N. NAKANISHI, S. TAKEDA et T. WADA, J. Phys. Soc. Jap. 25 (1968) 1207

Mo 64a P.A. MOLDAUER, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 1079

Mo 64b P.A. MOLDAUER, Phys. Rev. 135 (1964) B642

Ne 60 H.C. NEWNS, Proc. Phys. Soc. A76 (1960) 489

Os 64 D.R. OSGOOD, J.R. PATTERSON et E.W. TITTERTON, Nucl. Phys. 60 (1964) 503

Od 71 Y. ODA, H. NAKAMURA, A. YOSHIDA, M. KUSUHARA et M. MURAKAMI, J. Phys. Soc. Jap. 30 (1971) 1217

Pa 68 J.Y. PARK, Nucl. Phys. A111 (1968) 433

Po 56 C.E. PORTER et R.G. THOMAS, Phys. Rev. 104 (1956) 483

Po 65 A.R. POLETTI et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 137 (1964) B595

Pr 60 J.R. PRIEST, D.J. TENDAM et E. BLEULER, Phys. Rev. 119 (1960) 1295

Ri 65 F. RIESS, W. TROST, H.J. ROSE et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 137 (1965) B507

Ri 68 A. RICHTER et L.J. PARISH, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1824

Ru 64 A.R. RUTLEDGE, A. E. C. L. Report n° 1450 (1964)

Sa 64 G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55 (1964) 1

Sa 70 H.S. SANDHU, Nucl. Phys. A146 (1970) 163

Sc 66 J.J. SCHWARTZ, W.P. ALFORD, L.M. BLAU et D. CLINE, Nucl. Phys. 88 (1966) 539

Sh 69 E. SHELDON et R.M. STRANG, Computer Physics Communications 1 (1969) 35

So 70 J.P. SOKOL, P.M. DELUCA et C.P. BROWNE, Bull. Am. Phys. Soc. 15 (1970) 36

Tr 63 W.W. TRUE, Phys. Rev. 130 (1963) 1530

Wa 69 B.A. WATSON, P.P. SINGH et R.E. SEGEL, Phys. Rev. 182 (1969) 977

We 69a H.R. WELLER et H.A. VAN RINSVELT, Nucl. Phys. A129 (1969) 64

We 69b H.R. WELLER, Phys. Lett. 30B (1969) 409

We 72 H.R. WELLER, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 247

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé sous la direction et avec la collaboration de Monsieur A. GALLMANN, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg. Depuis mon entrée dans son laboratoire, en octobre 1965, Monsieur GALLMANN m'a constamment guidé dans tous mes travaux de recherche et m'a fait bénéficier de sa haute compétence en physique. Je tiens à lui exprimer ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Dr. D.A. BROMLEY, Professeur et Directeur du département de physique de l'Université Yale à New Haven, U.S.A., a collaboré à une partie de ce travail. Je tiens à le remercier pour ses conseils et ses encouragements à la poursuite des expériences.

Je suis particulièrement reconnaissant aux Professeurs P.E. HODGSON et N. STEIN, pour le vif intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Je remercie le Professeur P.E. HODGSON d'avoir bien voulu faire partie du jury de cette thèse.

Je suis très reconnaissant à Monsieur R.M. FREEMAN, docteur ès-Sciences, qui m'a initié aux techniques expérimentales de mesures des corrélations angulaires. Ses conseils m'ont été par la suite extrêmement précieux.

A Monsieur F. HAAS, docteur ès-Sciences, je tiens à exprimer ici ma profonde gratitude pour son aide précieuse qu'il m'a toujours apportée très amicalement. La grande part qu'il a prise dans ce travail, les nombreuses discussions et les encouragements qu'il m'a donnés m'ont été d'un grand secours.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur P. WAGNER, docteur ès-Sciences, pour sa précieuse collaboration à l'élaboration du programme de calcul selon la théorie statistique du noyau composé.

Pour l'interprétation de nos mesures, j'ai eu souvent l'occasion d'avoir de fructueuses et stimulantes discussions, autant à Strasbourg que durant mon séjour au Canada en 1970 - 1971, avec des physiciens étrangers ou du groupe des laboratoires de Strasbourg-Cronenbourg. Je leur exprime ici mes sincères remerciements.

La réalisation technique de ce travail a été faite avec le concours de Messieurs M.A. MOLINARI et R. REBMEISTER, ainsi que des collaborateurs techniques du laboratoire. Je les en remercie très vivement.

Ma reconnaissance va également à Messieurs M. LETOURNEL, J. HEUGEL et J.M. HELLEBOID, ainsi que leurs équipes, pour leur assistance auprès des accélérateurs. J'exprime aussi mes remerciements à toute l'équipe du service "acquisition de données" et spécialement à Monsieur A. MUSER, ingénieur, qui, dès octobre 1962, m'initia à l'électronique impulsionnelle.

Mes sincères remerciements vont aussi à Mesdemoiselles N. GROSS et D. KUENY pour leur contribution à la présentation matérielle de ce travail.

TABLE DES MATIERES

Page

INTRODUCTION..... 1

CHAPITRE I

APPROCHES THEORIQUES DE L'ANALYSE D'UN MECANISME DE REACTION. CALCULS D'ALIGNEMENTS.

1) La théorie de l'interaction directe..... 7

2) La théorie statistique de Hauser-Feshbach..... 14

3) Calculs d'alignements..... 18

Résumé des résultats de calculs d'alignements..... 24

CHAPITRE II

METHODES EXPERIMENTALES DE MESURES ET D'ANALYSES NUMERIQUES.

1) Méthodes expérimentales des mesures..... 31

Mesures des sections efficaces différentielles..... 31

Mesures des corrélations angulaires p - γ..... 34

2) Exploitations numériques des mesures..... 37

Distributions angulaires de protons..... 37

Corrélations angulaires p - γ..... 38

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX.

1) Niveau fondamental..... 50

2) Niveau à 2,31 MeV..... 50

3) Niveau à 3,95 MeV..... 53

4) Niveau à 4,91 MeV..... 59

5) Niveau à 5,10 MeV..... 63

6) Niveau à 5,69 MeV..... 68

7) Niveau à 5,83 MeV..... 73

8) Niveau à 6,21 MeV..... 77

9) Niveau à 6.44 MeV..... 82
10) Niveau à 7.03 MeV..... 86

CHAPITRE IV

DISCUSSION DES RESULTATS.

1) Sections efficaces..... 93
2) Alignements nucléaires..... 100
3) Distributions angulaires de protons..... 102
4) Modèles nucléaires..... 104

CONCLUSION..... 109

APPENDICES

Notation utilisée..... 115
Appendice 1..... 117
Appendice 2..... 120
Appendice 3..... 125
Appendice 4..... 128
Appendice 5..... 130

BIBLIOGRAPHIE..... 133

REMERCIEMENTS..... 139